Untersuchungen zur Plasma-Wand-Wechselwirkung in einem Tokamak mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenz

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Günther Reinhold
aus Düsseldorf

Düsseldorf 1984

Untersuchungen zur Plasma-Wand-Wechselwirkung in einem Tokamak mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenz

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Günther Reinhold
aus Düsseldorf

Düsseldorf 1984

1. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Uhlenbusch

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Decker

Tag der mündlichen Prüfung: 9. Februar 1984

Inhalt Seite

1. Einführung 1
1.1 Bedeutung der Plasma-Wand-Wechselwirkung in Tokamak-Experimenten 1
1.2 Resonanzstreuung am Tokamak UNITOR 2

2. Plasma-Wand-Wechselwirkungen 5
2.1 Verhalten des neutralen Wasserstoffs 5
2.1.1 Reflexion, Rückdiffusion und Desorption an der Wand 5
2.1.2 Eindringen der Neutralteilchen in das Plasma 6
2.1.3 Weitere Quellen für neutralen Wasserstoff 8
2.1.4 Beschreibung der Teilchenbilanz 10
2.2 Verhalten der Verunreinigungen 12
2.2.1 Freisetzung durch Desorption 12
2.2.2 Freisetzung durch Zerstäubung 13
2.2.3 Freisetzung durch Unipolarbögen 16
2.2.4 Weitere Quellen für Verunreinigungen 17
2.2.5 Transport der Verunreinigungen im Plasma 18
2.2.6 Bilanzgleichungen für die Verunreinigungen 19

3. Bestimmung von Besetzungsdichten mit Hilfe der Resonanzfluoreszenz 22
3.1 Beschreibung durch Ratengleichungen 23
3.2 Zeitabhängigkeit der Fluoreszenzsignale 27
3.3 Anwendung auf den H_α-Übergang 33
3.3.1 Bestimmung von Besetzungsdichten beim neutralen Wasserstoff 33
3.3.2 Anforderungen an die Lichtquelle und Abschätzung der Empfindlichkeit 36
3.4 Anwendung auf den CrI-Übergang bei 429 nm 39
3.4.1 Bestimmung der Besetzungsdichte im Grundzustand 39
3.4.2 Anforderungen an die Lichtquelle und Abschätzung der Empfindlichkeit 41

4. Durchführung der H_α-Resonanzfluoreszenzmessung 43
4.1 Experimenteller Aufbau 43
4.1.1 Laser und Einstrahloptik 43
4.1.2 Beobachtungsoptik und Signalerfassung 46
4.2 Auswertung der Signale 47
4.3 Eigenschaften des Fluoreszenzlichtes 51
4.4 Kalibrierung 53
4.5 Fehlerbetrachtung 55

5. Durchführung der CrI-Resonanzfluoreszenzmessung 58
5.1 Experimenteller Aufbau 58
5.1.1 Laser und Einstrahloptik 58
5.1.2 Beobachtungsoptik und Signalerfassung 60
5.2 Auswertung der Signale 60
5.3 Eigenschaften des Fluoreszenzlichtes 61
5.4 Kalibrierung 65
5.5 Fehlerbetrachtung 67

6. Ergebnisse der H_α-Resonanzfluoreszenzmessung 69
6.1 Plasmabedingungen 69
6.2 Untersuchungen im Limiterbereich 71
6.3 Verteilung des neutralen Wasserstoffs im Plasmaquerschnitt 79
6.4 Zeitliches Verhalten des neutralen Wasserstoffs 83
6.5 Folgerungen für die Teilchenbilanz 86

7. Ergebnisse der CrI-Resonanzfluoreszenzmessung 89
7.1 Räumliches Verhalten der Chromdichte, Abschätzung der Elektronentemperatur am Plasmarand 89
7.2 Zeitliches Verhalten der Chromdichte, Folgerungen für den Freisetzungsmechanismus 95
7.3 Abschätzung der Verunreinigungskonzentrationen und der Zerstäubungsausbeuten 100

8. Zusammenfassung 106

9. Literaturverzeichnis 108

Anhang: Zur Auswertung der räumlichen Chromdichteverteilung 113

1. Einführung

1.1 Bedeutung der Plasma-Wand-Wechselwirkung in Tokamak-Experimenten

Bei Tokamakentladungen wird ein Wasserstoffplasma magnetisch eingeschlossen; jedoch ist es im allgemeinen nicht möglich, das Auftreffen von Plasmateilchen auf die Gefäßwände vollständig zu unterbinden. Diese Wechselwirkung mit der Wand beeinflußt das Plasma zum einen durch das Einströmen von neutralen Wasserstoffatomen und zum anderen durch die Freisetzung von Verunreinigungen.

Der Plasma-Wand-Kontakt bildet sich vornehmlich dort aus, wo die äußersten magnetischen Flußflächen Teile der Wand schneiden. Meist gibt man diese Zonen durch begrenzende Elemente (Limiter) definiert vor. Das Einströmen von Neutralteilchen und Verunreinigungen vom Limiter ins Plasma läßt sich durch bestimmte Konfigurationen (Divertoren, Pump-Limiter) reduzieren, aber nicht völlig verhindern.

Die von den Wänden kommenden Teilchen verursachen eine Reihe von Folgeprozessen. Durch den Neutralgasaustausch zwischen Plasma und Wand (Recycling) erhöht sich die Lebensdauer des Plasmas auf ein Vielfaches der Teilcheneinschlußzeit /1/. Bei Umladungsprozessen entstehen energiereiche H-Atome, die bis ins Plasmazentrum eindringen können. Da die Neutralteilchen sich unabhängig von den Magnetfeldern bewegen, können sie auch solche Teile der Wand erreichen, die nicht von Ionen getroffen werden. Dies führt neben erhöhten Energieverlusten zu einer Ausweitung der Wechselwirkungsprozesse auf einen größeren Wandbereich.

Auch die Verunreinigungen können zu einer Intensivierung der Wandprozesse, insbesondere der Zerstäubungsvorgänge , beitragen, indem sie ionisiert und beschleunigt werden und dann ihrerseits als Primärteilchen auf die Wand treffen. Im Plasmazentrum werden die Verunreinigungsatome hoch ionisiert und beeinflussen die Energiebilanz des Plasmas durch vermehrte Strahlungsverluste. Dadurch wird insbesondere das Erreichen der Zündbedingung für die kontrollierte Kernfusion erschwert /2/.

Die Beherrschung der mit der Plasma-Wand-Wechselwirkung verbundenen Probleme ist daher ein wichtiges Ziel der Fusionsforschung /3/. Zum Studium der auftretenden physikalischen Prozesse ist ein lokaler Nachweis der von den Wänden und Limitern in einem Tokamak emittierten Teilchen erforderlich. Als diagnostische Methode mit guter räumlicher Auflösung eignet sich die laserinduzierte Fluoreszenz. Weitere Vorteile dieses Verfahrens sind gute zeitliche Auflösung, hohe Empfindlichkeit und vernachlässigbare Rückwirkung auf das Plasma. Neben Besetzungsdichten können unter geeigneten Bedingungen auch Teilchengeschwindigkeiten und damit Neutralteilchentemperaturen und -flüsse gemessen werden /4/.

Zum Nachweis neutraler Wasserstoffatome unter Tokamakbedingungen ist mit derzeit verfügbaren Lichtquellen Resonanzstreuung nur an Übergängen zwischen angeregten Niveaus möglich /5-9/. Da sich der größte Teil des neutralen Wasserstoffs in einem Tokamak im elektronischen Grundzustand befindet, wird auch angestrebt, Resonanzfluoreszenzmessungen am Lyman-α-Übergang durchzuführen /10/. Bei metallischen Verunreinigungen in Fusionsplasmen kann ein direkter Nachweis von Atomen im Grundniveau durch optisches Pumpen mit kommerziellen Lasern erfolgen /8,11-13/. Die zugehörigen Wellenlängen liegen im blauen bis ultravioletten Spektralbereich.

1.2 Resonanzstreuung am Tokamak UNITOR

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Messungen der raum-zeitlichen Dichteverteilung von atomarem Wasserstoff und neutralem Chrom im Tokamak UNITOR mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenz.

Im Fall des Wasserstoffs wurde die Resonanzstreuung am Balmer-α-Übergang durchgeführt. Die Besetzungsdichte im Grundzustand wird über ein Stoß-Strahlungs-Modell aus den Messungen ermittelt. Für den Chromnachweis wurde ein Resonanzübergang bei der Wellenlänge 429.0 nm optisch gepumpt. Anhand der Meßergebnisse sollen folgende Problemstellungen untersucht werden:

- Empfindlichkeit der Meßmethode, Anwendbarkeit auf größere Tokamaks.
- Lokalisierung der Quellen für neutralen Wasserstoff und Verunreinigungen.

- Eindringtiefe und räumliche Verteilung der Neutralteilchen im Plasma.
- Einfluß des Wasserstoff-Recyclings auf die Teilchenbilanz des Plasmas.
- Eindringtiefe von Chromatomen am Plasmarand, Abschätzung der Plasmaparameter der Randschicht.
- Freisetzungsmechanismen für die Verunreinigungen, Teilchenbilanz der Verunreinigungen.

Diese Fragen werden vornehmlich in den Kapiteln 6 und 7 besprochen. In den Kapiteln 2-5 werden die auftretenden Plasma-Wand-Prozesse und das verwendete Meßverfahren sowie dessen experimentelle Durchführung beschrieben. Zunächst soll aber der Tokamak UNITOR kurz vorgestellt werden.

Die wesentlichen Betriebsdaten des Experiments sind in Tabelle 1.1 zusammengestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Anordnung ist in /14/ gegeben. Einen Querschnitt durch das toroidale Entladungsgefäß zeigt Abb. 1.1. Die Lage des Plasmaschlauchs ist bei den Standardentladungen leicht nach außen verschoben, wie im Bild angedeutet, so daß die äußere Wand des Vakuumgefäßes gleichzeitig die Funktion eines toroidalen Limiters übernimmt.

Obwohl es sich hier um einen vergleichsweise kleinen Tokamak handelt, sind die auftretenden Wandprozesse in einigen Punkten durchaus mit den Verhältnissen in größeren Anlagen vergleichbar. Bei Tokamakentladungen mit Limitern besteht nämlich die Notwendigkeit, die Temperaturen im Plasmarandbereich möglichst klein zu halten, um Zerstäubungsausbeuten (vgl. Kap. 2.2.2) und Schichtpotentiale (vgl. Kap. 2.2.3) zu reduzieren /16,17/. Die auf den Limiter abzuführende Energie verteilt sich dann auf entsprechend viele Teilchen, so daß dort hohe Protonenflußdichten auftreten. Solche Bedingungen mit relativ niedrigen Teilchenenergien (bis etwa 100 eV) und hohen Flußdichten (10^{18} $cm^{-2}s^{-1}$ am Limiter) liegen auch im Experiment UNITOR vor.

Tabelle 1.1 Betriebsbedingungen am Experiment UNITOR

großer Radius	$R = 0.3$ m
kleiner Radius (Plasmaradius)	$a = 0.1$ m
toroidales Magnetfeld	$B_t = 1.7$ T
Plasmastrom	$I_p \leq 50$ kA
Pulsdauer	$t_{Pl} = 50$ ms
Arbeitsgas	H_2
Wandmaterial	Edelstahl (SS 304)
zentrale Elektronendichte	$n_{e0} \leq 2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}
zentrale Elektronentemperatur	$T_{e0} = 250$ eV
zentrale Ionentemperatur	$T_{i0} = 50$ eV

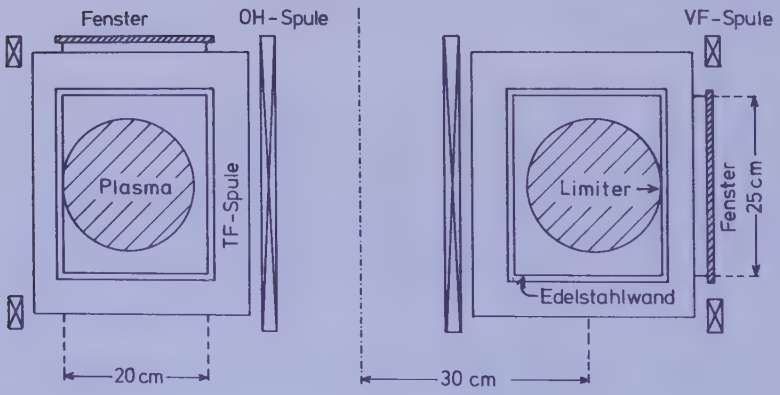


Abb 1.1 Querschnitt durch das Tokamakgefäß

2. Plasma-Wand-Wechselwirkungen

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die hier wesentlichen Plasma-Wand-Prozesse gegeben und deren Einfluß auf das Plasma besprochen. Von den auf die Wände treffenden Teilchen (Ionen, Atome, Moleküle, Elektronen, Photonen) haben bei den in UNITOR vorliegenden Bedingungen aufgrund ihrer Anzahl , Masse und Geschwindigkeit hauptsächlich Protonen, H-Atome und Verunreinigungsionen nennenswerte Auswirkungen. Das Verhalten der Elektronen ist zusätzlich bei der Ausbildung von Schichtpotentialen und Unipolarbögen zu beachten.

2.1 Verhalten des neutralen Wasserstoffs

2.1.1 Reflexion, Rückdiffusion und Desorption an der Wand

Von den auf den Limiter treffenden Protonen wird ein Teil reflektiert, der Rest wird in die Wand implantiert. Das Verhältnis der Zahl reflektierter zur Zahl implantierter Atome ist abhängig von der Energie der einfallenden Ionen. Im vorliegenden Energiebereich (10-100 eV) liegt der so definierte Teilchenreflexionskoeffizient bei etwa 0.5 /18-20/. Bei diesen Energien verlassen die reflektierten Teilchen den Limiter zum größten Teil als neutrale Atome /21/.

Auch die implantierten Teilchen liegen in vielen Metallen, so auch in Edelstahl, atomar vor und besetzen Zwischengitterplätze des Festkörpers /22/. Da ein Platzwechsel der H-Atome schon bei Zimmertemperatur leicht erfolgen kann, ergibt sich eine Diffusion des Wasserstoffs sowohl in die Tiefe der Wand als auch eine Rückdiffusion zur Oberfläche. An der Oberfläche können die Atome zu H_2-Molekülen rekombinieren. Diese sind nicht zur Diffusion im Gitter fähig und lagern sich an der Oberfläche an. Da sie dort nur vergleichsweise locker gebunden sind, befinden sie sich in einem Gleichgewicht von Adsorption und Desorption mit der H_2-Konzentration vor der Wand. Der Netto-Fluß desorbierender H_2-Moleküle ist dann gegeben durch die Rekombinationsrate von H-Atomen an der Oberfläche, also proportional zum Quadrat der H-Konzentration in der Wand. Da der Wasserstofffluß in die Wand nur linear mit der Konzentration wächst, ergibt sich eine Zunahme der Zahl rekombinierender Atome gegen-

über der durch Diffusion verlorengehenden mit ansteigender H-Konzentration in der Wand. Diese Konzentration steigt mit der Höhe und Dauer des auftreffenden Protonenflusses. Im Grenzfall wird eine sogenannte Sättigung der Wand erreicht; dabei ist dann die gesamte Quellstärke für Neutralteilchen, also "halbe" desorbierende Moleküle sowie reflektierte Teilchen, gleich dem auftreffenden Fluß.

Die genannten Prozesse laufen in gleicher Weise auch bei auftreffenden neutralen H-Atomen ab, spielen also im gesamten Wandbereich eine Rolle. Da die Flüsse der H-Atome auf die Wände jedoch geringer sind als die Protonenflüsse am Limiter, stellt sich die Sättigung am Limiter entsprechend früher ein. Eine quantitative Analyse der Diffusions- und Rekombinationsvorgänge ist in /23,24/ beschrieben. Für die Bedingungen in UNITOR ergibt sich z. B., daß bei einem Teilchenfluß von 10^{18} $cm^{-2}s^{-1}$ am Limiter bereits nach etwa 2 ms ein merklicher Sättigungsgrad erreicht wird /15/. Im übrigen Wandbereich dominieren die Diffusionsverluste während der gesamten Entladungsdauer.

2.1.2 Eindringen der Neutralteilchen in das Plasma

Die an den Wänden oder am Plasmarand entstehenden Neutralteilchen (H und H_2) dringen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ins Plasma ein. Die kinetische Energie der reflektierten Atome ergibt sich über einen Energiereflexionskoeffizienten aus der Energie der einfallenden Teilchen. Dieser Koeffizient beträgt bei den vorliegenden Bedingungen etwa 0.6 /15,21,26/.

Desorbierende H_2-Moleküle haben thermische Geschwindigkeiten entsprechend der Wandtemperatur. Sie zerfallen im Plasma über eine Reihe von Reaktionen in H-Atome und Protonen /15/. Die wichtigsten dieser Reaktionen sind:

$$H_2 + H^+ \longrightarrow H_2^+ + H \qquad \text{(Umladung)} \qquad (2.1\text{-}1)$$

$$H_2 + e \longrightarrow \begin{cases} H + H + e & \text{(Dissoziation)} \quad (2.1\text{-}2) \\ H + H^+ + 2e & \text{(dissoziative Ionisation)} \quad (2.1\text{-}3) \\ H_2^+ + 2e & \text{(Ionisation)} \quad (2.1\text{-}4) \end{cases}$$

$$H_2^+ + e \longrightarrow \begin{cases} H + H^+ + e & (2.1\text{-}5) \\ H + H & (2.1\text{-}6) \end{cases}$$

Die beiden letzten Reaktionen sind vergleichsweise schnell /95/, so daß die freie Weglänge l_{H2} der molekularen Teilchen durch die vier ersten Prozesse bestimmt wird. Am Plasmarand gilt:

$$l_{H2} = \frac{v_{H2}}{n_e \sum_{m=1}^{4} S_m} \quad \text{mit} \quad v_{H2} = \sqrt{\frac{2\ k\ T_W}{2\ m_H}} \tag{2.2}$$

Dabei seien S_m Ratenkoeffizienten obiger Reakionen (2.1-m) und es gelte $n_e = n_p$ (n_p = Protonendichte). Für typische Randschichtparameter kT_e= 10 eV, kT_i= 5 eV, $n_e = 10^{12}$ cm^{-3} und eine Wandtemperatur T_W = 350 K ergibt sich l_{H2} = 5 cm (mit den Ratenkoeffizienten nach /28/). Die tatsächliche Eindringtiefe der Moleküle bei UNITOR ist noch wesentlich geringer, da die Plasmaparameter mit zunehmender Enfernung von der Wand stark zunehmen (siehe auch /27/).

Die beim Zerfall der Moleküle entstehenden H-Atome haben kinetische Energien von etwa 3 eV ("Franck-Condon-Atome") /29/. Diese wie auch die an den Wänden reflektierten Atome können im Plasma ionisiert oder umgeladen werden:

$$H + e \longrightarrow H^+ + 2e \qquad \text{(Ionisation)} \tag{2.3}$$

$$H + H^+ \longrightarrow H^+ + H \qquad \text{(Umladung)} \tag{2.4}$$

Damit ergeben sich die freien Weglängen der H-Atome bezüglich eines der beiden Prozesse (Indizes i,u) zu

$$l_H^{i,u} = \frac{v_H}{n_e\ S_{i,u}} \quad \text{mit} \quad v_H = \sqrt{\frac{2\ k\ T_H}{m_H}} \ . \tag{2.5}$$

Wir betrachten nun H-Atome mit Energien von 3 eV (Franck-Condon-Atome) und von 30 eV (reflektierte oder umgeladene Atome). Die freien Weglängen im Plasmarandbereich (Parameter wie oben) und im Zentrum (kT_e = 200 eV, kT_i = 50 eV, $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}) in UNITOR betragen dann (Ratenkoeffizienten nach /15/):

Tabelle 2.1

kT_H /eV	Bereich	l_H^i /cm	l_H^u /cm
3	Rand	380	133
30	Rand	1200	223
3	Mitte	3.5	3.3
30	Mitte	11.0	9.0

Wegen des Plasmaradius von a =10 cm spielen sich also - anders als bei größeren Tokamaks - die Ionisationsprozesse hauptsächlich im Plasmazentrum ab. Da der Querschnitt für Umladung mit dem für Ionisation vergleichbar ist, wird ein beträchtlicher Teil der Atome umgeladen ohne ionisiert zu werden. Für die dabei entstehenden schnellen Atome erhöht sich die freie Weglänge noch weiter, so daß viele von ihnen wieder auf die Wände treffen.

2.1.3 Weitere Quellen für neutralen Wasserstoff

Neben der erwähnten thermischen Desorption der an den Wänden adsorbierten H_2-Moleküle kommt auch die stoßinduzierte Desorption als möglicher Freisetzungsprozeß in Betracht /30/. Eine derartige induzierte Desorption von Molekülen ändert jedoch nicht den gesamten Desorptionsfluß, da die Rekombination der aus der Wand rückdiffundierenden H-Atome der ratenbestimmende Prozeß ist. Die induzierte Desorption von atomarem Wasserstoff ist für das vorliegende Experiment zu vernachlässigen /15/.

Neben den verschiedenen Wandprozessen muß noch die im Plasmavolumen mögliche Strahlungsrekombination als Neutralteilchenquelle beachtet werden:

$$H^+ + e \longrightarrow H + \text{Photon} \qquad (2.6)$$

Die Rate $S_R\, n_e^2$ für diesen Prozeß ist mit der Rate für Stoßionisation (Gl. (2.3)) zu vergleichen. Für kT_e = 200 eV gilt für das Verhältnis dieser beiden Raten (S_i nach /15/, S_R nach /31/):

$$\frac{S_R\, n_e}{S_i\, n_H} = 10^{-9}\, \frac{n_e}{n_H} \qquad (2.7)$$

Da in UNITOR gilt $n_e/n_H \approx 1000$, ist also die Strahlungsrekombination hier vernachlässigbar, d. h. die Ionisationsprozesse dominieren und die Wasserstoffdichte n_H wird durch den Transport neutraler Atome ins Plasma bestimmt. Dies ist der eigentliche Grund dafür, daß man aus einer Neutralteilchendiagnostik Aussagen über Wandprozesse gewinnen kann. Im Zentrum größerer Tokamaks, wo das Verhältnis n_e/n_H höher liegt, können die Rekombinationsprozesse jedoch einen stärkeren Einfluß haben /96/.

In der Zündphase der Entladung enthält das Plasma auch atomaren Wasserstoff aus dem Gasinventar vor der Zündung. Bei Kenntnis der momentanen Plasmaparameter läßt sich abschätzen, in welcher charakteristischen Zeit τ_i der neutrale Wasserstoff durch Ionisation abgebaut wird:

$$\tau_i = \frac{1}{S_i(T_e)\, n_e} \tag{2.8}$$

Dieser Wert fällt mit steigendem n_e und T_e rasch auf im Vergleich zur Entladungsdauer sehr kleine Werte ab. Für typische Parameter zu Beginn des Stromplateaus in UNITOR ($n_e = 2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $T_e = 200$ eV) ergibt sich z.B. $\tau_i = 1.4$ µs. Hier kann also der Einfluß der Zündphase bereits vernachlässigt werden.

Es soll nun die Möglichkeit betrachtet werden, daß neutraler Wasserstoff während der Entladung ins Plasma gelangt, der schon vorher im plasmafreien Volumen sowie an und in den Wänden gespeichert war. Ein solcher Speichereffekt im Volumen kann aber ausgeschlossen werden, wenn man die freie Weglänge und die zugehörige Flugzeit der Moleküle betrachtet. Bei einem Druck $p_0 = 10^{-3}$ mbar, einer Gastemperatur von $T_0 = 300$ K und einem Stoßradius für H_2 von $r = 0.235$ nm /32/ beträgt die freie Weglänge:

$$l_{Gas} = \frac{k\, T_0}{p_0 \sqrt{2}\, \pi\, r^2} = 16.9 \text{ cm} \tag{2.9}$$

Die freie Flugzeit im Kaltgas ist dann mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$:

$$\frac{l_{Gas}}{\bar{v}} = \sqrt{\frac{\pi\, 2\, m_H}{8\, k\, T_0}} = 9.5 \text{ µs} \tag{2.10}$$

Aufgrund der Gefäßabmessungen gelangen also alle Moleküle innerhalb einer Zeit von wenigen 10 µs ins Plasma, wo sie dann in noch kürzerer Zeit dissoziieren und ionisiert werden bzw. nach Umladungsprozessen auf die Wände treffen. Ähnliches gilt für die an den Wänden adsorbierten Moleküle, da diese mit der Gasphase im Gleichgewicht stehen. Diffusion von bei vorhergehenden Entladungen gespeichertem Wasserstoff aus der Wand heraus kann allerdings einen Beitrag zur Teilchenbilanz liefern, wie sich z. B. durch Isotopenaustauschexperimente feststellen läßt /1,33/.

Während der Entladung können schließlich gezielt Neutralteilchen von außen zugeführt werden, z. B. durch Gaseinlaß, Einschießen von gefrorenem Wasserstoff oder Deuterium sowie durch Neutralteilcheninjektion.

2.1.4 Beschreibung der Teilchenbilanz

Aus dem Vorangehenden ergibt sich, daß das vor der Entladung im Gefäß vorhandene Teilcheninventar bei der Zündung praktisch unmittelbar ionisiert wird. Der weitere Verlauf der Teilchenbilanz im Plasma wird wesentlich durch die Wandprozesse bestimmt und kann zusätzlich durch Gaseinlaß gezielt beeinflußt werden. Bei fehlender Gaszufuhr und nicht zu hoher Wasserstoffbeladung der Wände nimmt die Gesamtzahl N_p der Plasmaprotonen mit einer charakteristischen Teilchenverlustzeit τ_H ab:

$$\frac{dN_p}{dt} = -\frac{N_p}{\tau_H} = -Q_{net} \qquad (2.11)$$

Dabei bezeichnet Q_{net} den Nettoverlust der durch Diffusion in die Wände entsteht. Ist andererseits τ_p die Teilcheneinschlußzeit, so gilt für den Protonenfluß vom Plasma zur Wand /34/:

$$Q_p = \frac{N_p}{\tau_p} \text{ , d. h. } \tau_p = \frac{Q_{net}}{Q_p}\,\tau_H \qquad (2.12)$$

Ein Teil der auf die Wände treffenden Teilchen wird nach Reflexions- bzw. Rückdiffusions- und Ionisationsprozessen ins Plasma zurückgeführt, und zwar gilt für den Gesamtfluß derartiger Teilchen:

$$Q_H = Q_p - Q_{net} = Q_p\left[\frac{\tau_H - \tau_p}{\tau_H}\right] = R\,Q_p \qquad (2.13)$$

Die zeitliche Änderung der Teilchenzahl N_p schreibt sich damit auch als:

$$\frac{dN_p}{dt} = (R - 1)\,Q_p \qquad (2.14)$$

Der globale Recycling-Koeffizient $R = Q_H/Q_p = (\tau_H-\tau_p)/\tau_H$ liegt zwischen 0 und 1 und beschreibt den Grad der Rückführung herausdiffundierender Teilchen. Er hängt sowohl von den Prozessen an der Wand als auch von der Wahrscheinlichkeit ab, mit der ins Plasma eindringende H-Atome ionisiert werden. Der Recycling-Koeffizient kann sich im Verlauf der Entladung zeitlich ändern; im allgemeinen steigt er mit der Zeit an, da mit zunehmender Sättigung der Wand die Desorptionsprozesse häufiger werden.

Für die Auswertung der Meßergebnisse in Kapitel 6 benötigen wir noch einen weiteren Teilchenfluß Q_L. Er bezeichnet den Gesamtfluß der am Limiter ins Plasma eindringenden H-Atome. Der Zusammenhang zwischen den

verschiedenen Flüssen ist in Abb. 2.1 graphisch dargestellt. Im allgemeinen gilt:

$$Q_p \geq Q_L \geq Q_H \tag{2.15}$$

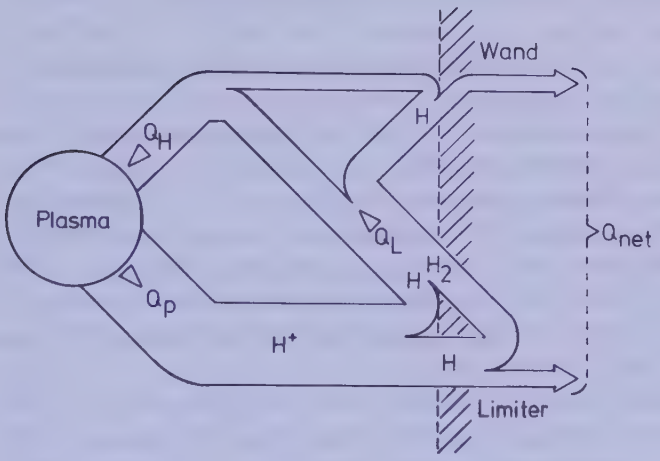


Abb. 2.1 Teilchenbilanz des Wasserstoffs

2.2 Verhalten der Verunreinigungen

2.2.1 Freisetzung durch Desorption

Als sogenannte leichte Verunreinigungen beobachtet man in Tokamaks vor allem die Elemente Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Sie gelangen durch Lecks auf die Wände oder sind als Verunreinigungen im Wandmaterial enthalten und können zum Beispiel in Form von N_2, O_2, H_2O, CH_4, CO und CO_2 desorbieren. Die Konzentration dieser Gase im Restgas des Vakuumsystems kann demgegenüber als Verunreinigungsquelle vernachlässigt werden. Im Vergleich zu schwereren Verunreinigungen führen leichte Verunreinigungen zu geringeren Strahlungsverlusten im Plasma. Deshalb und wegen seiner günstigen thermischen Eigenschaften wird Kohlenstoff in Form von Graphit auch als Limitermaterial eingesetzt. Trotzdem können aber auch leichte Verunreinigungen ein Problem darstellen, da sie schon durch relativ niederenergetische Prozesse freigesetzt werden. Ferner können sie zur Zerstäubung schwererer Verunreinigungen beitragen.

Besonders Sauerstoff und Kohlenstoff gehen chemische Bindungen mit dem Wandmaterial ein und lassen sich daher durch thermische Desorption (Ausheizen) nur unvollständig entfernen. Andererseits reagieren sie mit dem atomaren Wasserstoff der Entladung unter Bildung von H_2O und CH_4. Dieser Effekt wird in Reinigungsentladungen (Wechselstromentladungen /35/ oder Glimmentladungen /36/) ausgenutzt, um die Verunreinigungskonzentration an den Wänden herabzusetzen. Dabei dürfen aber nur Ionen- und Neutralteilchenenergien von wenigen eV auftreten, um die Moleküle, die man abpumpen will, nicht wieder zu zerstören. Stärker gebundene Verunreinigungsatome können daher möglicherweise nur bei der eigentlichen Tokamakentladung freigesetzt werden. Zum Beispiel läßt sich das auf Edelstahloberflächen gebildete Chromoxid Cr_2O_3 nicht mit Hilfe von Reinigungsentladungen reduzieren /37/.

Als weiterer Prozeß ist die stoßinduzierte Desorption leichter Verunreinigungen zu nennen. Für auftreffende H-Atome bzw. -Ionen liegen die Desorptionsausbeuten (Moleküle pro Primärteilchen) in der Größenordnung 1 bis 10, wenn eine Bedeckung von einer Monolage vorliegt /25/. Die in einem Tokamak auftretenden Desorptionsausbeuten sind wegen der geringeren Wandbedeckung entsprechend kleiner / 52/.

Desorptionsprozesse können ferner auch durch Photonen und Elektronen induziert werden. Gegenüber der stoßinduzierten Desorption sind diese Prozesse meistens zweitrangig /25,90/. Dabei ist jedoch zu beachten,daß Edelstahl verglichen mit elementaren Metallen eine besonders hohe Ausbeute für Photodesorption aufweist. Gemessen wurden Ausbeuten von $5 \cdot 10^{-3}$ für UV-Strahlung bei 185 nm (CO_2-Moleküle pro Photon) /38/ und von etwa 10^{-3} für Röntgenstrahlung bei 20 keV /39/.

2.2.2 Freisetzung durch Zerstäubung

Durch Zerstäubung von den Gefäßwänden und Limitern können alle Arten von Verunreinigungen freigesetzt werden. Insbesondere bildet dieser Prozeß eine wichtige Quelle für metallische Verunreinigungen wie z. B. Ti, Cr, Fe, Ni, Mo und W. Weil bei den dabei auftretenden atomaren Stoßprozessen Impuls- und Energieübertragung zwischen einfallenden Teilchen (Atome oder Ionen) und Festkörperatomen wesentlich sind,
hängen die Zerstäubungsausbeuten nicht nur von der Energie, sondern auch von der Masse der einfallenden Teilchen ab. Zerstäubung ist erst oberhalb einer Schwellenenergie E_t der Primärteilchen möglich. In der Nähe dieser Schwelle wird meist nur ein Oberflächenatom freigesetzt, bei höheren Energien dominieren Kaskadenprozesse /41/. Trifft ein Teilchen der Masse m_1 mit der Energie E auf ein Festkörperatom der Masse m_2, so ist die beim Stoß maximal übertragbare Energie gegeben durch γE mit $\gamma = 4\, m_1 m_2/(m_1+m_2)^2$. Damit bei senkrechtem Einfall gerade ein Oberflächenatom herausgeschlagen werden kann, muß das Primärteilchen zunächst an einem anderen Atom reflektiert werden. Unter Berücksichtigung der Energieübertragung bei diesen beiden Stößen ergibt sich die Schwellenenergie für den Fall $m_1 \ll m_2$ zu /40,41/:

$$E_t = \frac{E_S}{\gamma(1-\gamma)} \qquad (2.16)$$

Dabei ist E_S eine mittlere Oberflächen-Bindungsenergie in der Größenordnung von einigen eV, die etwa gleich der Sublimationsenergie pro Festkörperatom ist. Für Wasserstoff auf Chrom ($m_{Cr} = 52\, m_H$) erhält man mit einer Sublimationsenergie von 3.8 eV /42/eine Schwellenenergie E_t = 55 eV. Für das in Edelstahl enthaltene Chrom kann man wegen der Ähnlichkeit der Komponenten den gleichen Wert für E_t annehmen.

Die Zerstäubungsausbeute $Y(E,\vartheta)$ (Atome pro einfallendes Ion oder Atom) in Abhängigkeit von Energie E und Einfallswinkel ϑ wurde schon in vielen Arbeiten experimentell und theoretisch untersucht /40,41,43-49/. Messungen mit Hilfe der Laserfluoreszenz erlauben hier schon die Bestimmung relativ kleiner Ausbeuten der Größenordnung 10^{-3}, wie sie beim Beschuß von Metallen mit Protonen im Energiebereich von 100 eV auftreten /44/. Verschiedene experimentelle Daten wurden in /40/ verwendet, um analytische Formeln zur Bestimmung von $Y(E,\vartheta)$ anzugeben. Abb. 2.2 zeigt Zerstäubungsausbeuten von H, D, O, und Cr auf Chrom, die mit Hilfe dieser Formeln für senkrechten Einfall berechnet wurden /50/. Im größten Bereich dieser Kurven Y(E) ist die Ausbeute für den Fall $m_1 = m_2$ maximal (Selbstzerstäubung), jedoch ist die Schwellenenergie für mittelschwere Primärteilchen, im gezeigten Bild für Sauerstoff, am niedrigsten. In der Abbildung sind außerdem die Ausbeuten als Funktion einer mittleren Energie $\frac{3}{2}$ kT angegeben, die man erhält, wenn die auftreffenden Teilchen einer Maxwellverteilung der Temperatur T gehorchen. Durch den Mittelungsprozeß erhöhen sich die Ausbeuten im ansteigenden Teil der Kurven und es gibt keine Schwelle.

Die Zahl der in einem Tokamak durch Zerstäubung produzierten Verunreinigungsatome hängt außer von den Zerstäubungsausbeuten auch von den Flußdichten der einfallenden Teilchen sowie von der beaufschlagten Fläche ab. Unter den auf einen Limiter treffende Ionensorten zeichnet sich der Wasserstoff durch die höchste Flußdichte aus, während die Verunreinigungsionen höhere Zerstäubungsausbeuten aufweisen. Zerstäubung durch neutrale H-Atome kann schließlich einen bedeutsamen Beitrag liefern, da hier die gesamte Wandfläche betroffen ist. Welche auftreffende Teilchensorte den größten Beitrag zur Freisetzung von Verunreinigungen liefert, läßt sich nicht allgemein sagen, sondern hängt von den jeweiligen experimentellen Bedingungen ab. Häufig wird jedoch bei Limiterentladungen wegen der relativ kalten Randschicht die Zerstäubung durch Verunreinigungsionen dominieren, während bei Divertorentladungen die Zerstäubung durch Wasserstoffionen wichtiger ist /51,52/. Eine Erhöhung der Ausbeute ergibt sich im letzten Fall beim Übergang von Wasserstoff zu Deuterium /11,52/.

Eine quantitative Beschreibung der Zerstäubungsvorgänge in Tokamaks ist im allgemeinen schwierig, da viele Parameter wie Einfallswinkel und

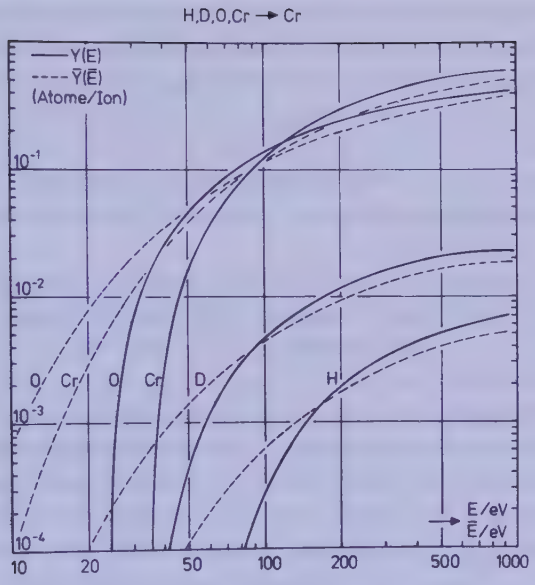


Abb. 2.2 Zerstäubungsausbeuten nach /40/ für H, D, O, Cr auf Chrom.
$Y(E)$ = Ausbeute für monoenergetische Ionen.
$\overline{Y}(\overline{E})$ = Gemittelte Ausbeute für Ionen einer Maxwellverteilung mit der mittleren Energie $\overline{E} = (3/2)\ kT$.

Energieverteilung der Ionen, Rauhigkeit und Verunreinigung der Wände die Ausbeuten drastisch beeinflussen können /40,41,43-49/.
Die kinetische Energie der auftreffenden Ionen hängt außer von der lokalen Ionentemperatur auch vom Schichtpotential zwischen Plasma und Wand ab (vgl. 2.2.3). Im Bereich der sogenannten Abschälschicht (vgl. 6.2) können Verunreinigungsionen schließlich durch Reibung mit den parallel zum Magnetfeld driftenden Protonen beschleunigt werden /53/.
Die Energie der auftreffenden Verunreinigungsionen liegt somit zwischen den Werten $\frac{3}{2}\,kT_i + 2.8\,Z\,k\,T_e$ und $\frac{m_V}{m_H}\,\frac{kT_e + kT_i}{2} + 2.8\,k\,T_e$.

(T_i, T_e = Ionen- bzw. Elektronentemperatur am Plasmarand, Z = Ladungszahl der Verunreinigungsionen, m_V = Masse der Verunreinigungsionen, $2.8\,kT_e$ = Schichtpotential).
Der zweite Energiewert tritt in dem Grenzfall auf, in dem die Verunreinigungsionen bis auf die Driftgeschwindigkeit der Protonen beschleunigt werden und diese Schallgeschwindigkeit erreichen /53/.

Die bei der Zerstäubung emittierten Teilchen sind vorwiegend ungeladene Atome im elektronischen Grundzustand, sofern man reine Metalloberflächen betrachtet /46,47,49/. Von oxydierten Oberflächen treten dagegen auch positive Metallionen sowie möglicherweise "Cluster" aus /46,47,49/. Zerstäubte Atome zeigen eine charakteristische Energieverteilung. Das Maximum dieser Verteilung hängt nur wenig von der Energie der Primärteilchen ab und liegt oft in der Nähe der halben Oberflächenbindungsenergie E_S (sog. Thompson-Formel /40/). Daraus ergeben sich typische Geschwindigkeiten von einigen 10^5 cm/s für Metalle wie Ti, Cr, Fe, Ni /11-13,40,41, 43-47/.

2.2.3 Freisetzung durch Unipolarbögen

Aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten von Elektronen und positiven Ionen kommt es zwischen einem Plasma und einer metallischen Wand zur Ausbildung eines Schichtpotentials. Dabei wird die Wand negativ aufgeladen. In Abwesenheit magnetischer Felder beträgt das Potential /54/:

$$e\,U_S = \frac{kT_e}{2}\,\ln(m_i/(2\,\pi\,m_e)) \qquad (2.17)$$

(m_i = Ionenmasse, m_e = Elektronenmasse)

Für ein Wasserstoffplasma ($m_i = m_p$) gilt daher $e\,U_S = 2.8\ kT_e$. Dieses Potential fällt auf einer Strecke von einigen Debye-Längen ab /55/.

Auch beim Vorliegen eines Magnetfeldes ergibt sich relativ zum Plasma ein negatives Wandpotential, das durch die Diffusion der Ladungsträger parallel zum Feld bestimmtwird. Zu einem geringeren Anteil spielt aber auch die Diffusion senkrecht zum Feld eine Rolle, bei der die Ionen begünstigt sind. Dadurch wird das Potential gegenüber (2.17) vermindert, besonders wenn das Magnetfeld parallel zur Wand verläuft /55/. Unter dem Einfluß eines Magnetfeldes bewegen sich derartige Unipolarbögen im allgemeinen retrograd, d. h. entgegengesetzt zur $\underline{j} \times \underline{B}$ -Richtung. Die Lebensdauer eines einzelnen Bogens beträgt bis zu einigen 10 µs /56/.

Die Häufigkeit, mit der Unipolarbögen in Tokamaks auftreten, hängt außer von den Plasmadaten der Randschicht noch von einer Vielzahl anderer Faktoren ab. Beobachtet wurde ein vermehrtes Auftreten in den nicht stationären Entladungsphasen, beim Auftreffen von Runaway-Elektronen und eine Abhängigkeit von der Konditionierung der Wand /25,43,56/. Unipolare Bögen scheinen aber nicht den Hauptmechanismus zur Freisetzung von Verunreinigungen während der stabilen Entladungsphase in den meisten Tokamaks zu bilden.

2.2.4 Weitere Quellen für Verunreinigungen

Während Desorption, Zerstäubung und Unipolarbögen in fast allen Tokamaks beobachtet werden, gibt es noch eine Reihe weiterer Freisetzungsmechanismen, die nur unter bestimmten Bedingungen auftreten. Dazu gehören Blistering, Ablösung makroskopischer Teilchen (Tropfen, Staub) sowie Verdampfen von Wandmaterial /25/. Diese Prozesse treten meist nur an besonders belasteten Stellen von Limitern auf und werden am Experiment UNITOR beim Betrieb mit toroidalen Limitern nicht beobachtet.

2.2.5 Transport der Verunreinigungen im Plasma

Die räumliche Verteilung verschiedener Ionisationsstufen eines Verunreinigungselements in einem Tokamak kann im stationären Fall beschrieben werden durch die Gleichung /25/:

$$\operatorname{div} \underline{\Phi}_Z - n_e \left(S_{i,Z-1}\, n_{Z-1} - S_{i,Z}\, n_Z\right) + n_e \left(S_{R,Z}\, n_Z - S_{R,Z+1}\, n_{Z+1}\right) = 0 \tag{2.18}$$

Für neutrale Atome (Z = 0) gilt speziell:

$$\operatorname{div} \underline{\Phi}_0 - n_e\, S_{i,0}\, n_0 + n_e\, S_{R,0}\, n_1 = 0 \tag{2.19}$$

Dabei bedeuten n_Z die Ionendichten des Elements mit der Ionenladung Z. $S_{i,Z}$ und $S_{R,Z}$ sind die Ratenkoeffizienten für Ionisation ($Z \rightarrow Z+1$) bzw. Strahlungsrekombination ($Z \rightarrow Z-1$). Dreierstoßrekombination wird hier vernachlässigt. Bei vernachlässigbarem Transportterm gilt das Corona-Gleichgewicht; es ergibt sich dann rekursiv aus (2.18) und (2.19) /57/:

$$n_Z\, S_{i,Z} - n_{Z+1}\, S_{R,Z+1} = 0 \tag{2.20}$$

Im allgemeinen Fall muß der Flußdichtevektor $\underline{\Phi}_Z$ in (2.18) mit Hilfe geeigneter Modelle mit den Dichten und Dichtegradienten verknüpft werden /58,59/. Es ergibt sich dann ein System partieller Differentialgleichungen 2. Ordnung; als Randbedingungen hat man die Dichten und Flüsse der neutralen Atome am Plasmarand.

Für den in dieser Arbeit interessierenden Transport neutraler Verunreinigungen gilt unter der Voraussetzung, daß der Rekombinationsterm in (2.19) zu vernachlässigen ist:

$$\operatorname{div} \underline{\Phi}_0 = - n_e\, S_{i,0}\, n_0 \tag{2.21}$$

2.2.6 Bilanzgleichungen für die Verunreinigungen

Um die globale Teilchenbilanz der Verunreinigungen in einem Tokamakplasma zu beschreiben, können analog zu Kap.(2.14) Teilcheneinschlußzeiten τ_u eingeführt werden, Diese liegen im allgemeinen im Bereich einiger Millisekunden /34,52,60/. Faßt man die gesamte Teilchenzahl N_u aller Ionisationsstufen einer Verunreinigungssorte u zusammen, dann sei der aus dem Plasma entweichende Fluß dieser Teilchen gegeben durch $Q_u = N_u / \tau_u$. Die Bilanzgleichungen aller Verunreinigungen lauten dann:

$$\frac{dN_u}{dt} = \sum_k \left[(S_{ku} - \delta_{ku}) \frac{N_k}{\tau_k} \right] + Q_u^{inh}(t) \quad (\delta_{ku} = \text{Kronecker-Symbol}) \quad (2.22)$$

Die Koeffizienten beschreiben alle Wandwechselwirkungen, die linear von den auftreffenden Flüssen abhängen. Sie sind nicht notwendig zeitlich konstant. In der Inhomogenität $Q_u^{inh}(t)$ sind zusätzliche Quellen, wie Unipolarbögen und Zerstäubung durch Wasserstoff enthalten.

Die Diagonalelemente S_{uu}-1 enthalten die Verlustrate und den Koeffizienten S_{uu} für Selbstzerstäubung, beschreiben also das Recycling der Verunreinigungen. Nur wenn diese Diagonalelemente negativ sind, also $S_{uu} < 1$ gilt, können sich stationäre oder relaxierende Lösungen für $N_u(t)$ ergeben, da alle anderen Terme auf der rechten Seite positiv sind. Spezielle Fälle solcher Bilanzgleichungen werden z. B. in /12/ und /25/ betrachtet.

Für die Verhältnisse in UNITOR sollen in einem einfachen Modell nur zwei Teilchensorten betrachtet werden, wobei die leichten Verunreinigungen (C, N, O) und die Metalle (Cr, Fe, Ni) zu jeweils einer Teilchenart zusammengefaßt seien (Indizes L bzw. S). Weiter werden folgende Annahmen gemacht:

- Die Desorptionsrate leichter Verunreinigungen ist proportional zum Wasserstoffffluß Q_W (Atome und Protonen) auf die Wände, also gegeben durch $S_{HL} Q_W(t)$ mit der Desorptionsausbeute S_{HL}.
- Metalle werden ausschließlich infolge Zerstäubung durch leichte und schwere Verunreinigungen freigesetzt mit den Ausbeuten S_{LS} bzw. S_{SS}.

- Die Ausbeuten für Desorption und Zerstäubung seien zeitlich konstant, d. h. die Oberflächenbedeckung und die Energien der auftreffenden Ionen sollen sich in den betrachteten Zeiten nicht ändern.
- Die Einschlußzeiten seien ebenfalls zeitlich konstant.
- Am Entladungsbeginn (t = 0) befinden sich keine Verunreinigungen im Plasma.

Damit reduziert sich das System (2.22) zu:

$$\frac{dN_L}{dt} = -\frac{1}{\tau_L} N_L + S_{HL}\, Q_W(t) \tag{2.23a}$$

$$\frac{dN_S}{dt} = \frac{S_{LS}}{\tau_L} N_L + \frac{S_{SS}-1}{\tau_S} N_S \tag{2.23b}$$

mit den Anfangsbedingungen $N_L(0) = N_S(0) = 0$

Bei vorgegebenem Wasserstoffffluß $Q_W(t)$ lautet die Lösung:

$$N_L(t) = S_{HL} \int_0^t Q_W(t') \exp((t'-t)/\tau_L)\, dt' \tag{2.24a}$$

$$N_S(t) = S_{LS} \frac{1}{\tau_L} \int_0^t N_L(t') \exp((t'-t)(1-S_{SS})/\tau_S)\, dt' \tag{2.24b}$$

Speziell gilt bei exponentiell abfallendem Wasserstoffffluß:

$$Q_W(t) = Q_W(0) \exp(-t/\tau_H) \tag{2.25a}$$

$$N_L(t) = Q_W(0)\, S_{HL} \frac{1}{\tau_L^{-1}-\tau_H^{-1}} (\exp(-t/\tau_H) - \exp(-t/\tau_L)) \tag{2.25b}$$

$$N_S(t) = Q_W(0)\, S_{HL} \frac{\tau_L}{\tau_L^{-1}-\tau_H^{-1}} S_{LS} \times \tag{2.25c}$$

$$\times \left[\frac{\exp(-t/\tau_H) - \exp(-t(1-S_{SS})/\tau_S)}{(1-S_{SS})\,\tau_S^{-1} - \tau_H^{-1}} + \frac{\exp(-t(1-S_{SS})/\tau_S) - \exp(-t/\tau_L)}{\tau_L^{-1} - (1-S_{SS})\,\tau_S^{-1}} \right]$$

Das Einstellverhalten der metallischen Verunreinigungen ist hier also durch eine Kombination der verschiedenen Zeitkonstanten bestimmt. Für große Zeiten ergibt sich ein Abklingen von N_S, falls $S_{SS} < 1$ gilt. Die Abklingkonstante ist durch die größte der auftretenden Zeitkonstanten gegeben. Gilt insbesondere $\tau_H > \tau_L$ und $\tau_H > \tau_S/(1-S_{SS})$, was bei hohem Recycling des Wasserstoffs anzunehmen ist, so ergibt sich für $t \gg \tau_L$ und $t \gg \tau_S(1-S_{SS})$, also im allgemeinen nach einigen Millisekunden:

$$N_S(t) \sim N_L(t) \sim Q_W(t)$$

Es stellt sich dann also ein Gleichgewicht zwischen Verunreinigungsmenge und Wasserstoffffluß ein. Nimmt man ferner an, daß $Q_W(t)$ proportional zur Plasmadichte verläuft, da im wesentlichen gegeben durch $Q_p = N_p/\tau_p$ (vgl. Kap. 2.1.4), so erhält man dann auch ein Gleichgewicht der mittleren Verunreinigungskonzentrationen.

3. Bestimmung von Besetzungsdichten mit Hilfe der Resonanzfluoreszenz

Zur Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung werden in dieser Arbeit Resonanzfluoreszenzmessungen an zwei unterschiedlichen atomaren Systemen (Wasserstoff und Chrom) herangezogen. Es soll daher etwas allgemeiner auf diese Meßmethode eingegangen werden.

Beim Resonanzfluoreszenzverfahren strahlt man mit einer Lichtquelle, meist einem abstimmbaren Laser, deren Frequenz einem atomaren Übergang entspricht, in ein System von Atomen ein und bewirkt so eine Umbesetzung der elektronischen Energieniveaus. Aus Messungen der als Folge dieser Umbesetzung emittierten integralen Fluoreszenz kann man Informationen über Besetzungsdichten gewinnen. Aus dem spektralen und zeitlichen Verlauf dieser Fluoreszenz sind außerdem Rückschlüsse auf Teilchengeschwindigkeiten, Übergangswahrscheinlichkeiten sowie Stoßprozesse möglich, so daß sich zum Beispiel in einem Plasma auch Neutralteilchentemperaturen, Teilchenflüsse und Elektronendichte bestimmen lassen /61-63/. Synonyme Bezeichnungen für derartige Meßverfahren lauten "Resonanzstreuung" und "(laser)induzierte Fluoreszenz".

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Dichtemessungen erweist sich die Beschreibung der atomaren Prozesse durch Ratengleichungen als ausreichend. Aus dem allgemeinen Formalismus (Kap. 3.1 und 3.2) ergeben sich die für die Auswertung der Experimente benötigten Formeln durch die Betrachtung gewisser Grenzfälle, nämlich des Falls stationärer Anregung für die H_α-Messung (Kap. 3.3.1) und des Falls kurzzeitiger Anregung in einem 2-Niveau-System (Kap. 3.4.1) für die CrI-Messung.

3.1 Beschreibung durch Ratengleichungen

Die Wechselwirkung zwischen einem kohärenten Strahlungsfeld und einem atomaren Niveausystem muß im allgemeinen Fall mit Hilfe der zeitabhängigen Schrödingergleichung beschrieben werden /61,62,64/. Interessiert man sich jedoch nur für die mittleren Besetzungsdichten der elektronischen Niveaus in Zeitbereichen, die groß sind verglichen mit dem Kehrwert der Rabifrequenz $\nu_R = \underline{m}\,\underline{E}/h$, so ist eine Beschreibung durch Ratengleichungen ausreichend /61/ ($\underline{m}$ = Übergangsdipolmoment, $\underline{E}$ = elektrische Feldamplitude der Strahlung im Frequenzbereich des atomaren Übergangs, h = Plancksche Konstante). Für die in dieser Arbeit betrachteten Übergänge und Laserleistungen liegen die Rabifrequenzen im Bereich von einigen 100 MHz. Nach /64/ ist der Formalismus der Ratengleichungen außerdem immer dann gerechtfertigt, wenn die Einstrahlung breitbandig im Vergleich zur homogenen Linienbreite des Übergangs erfolgt, eine Bedingung,die in dieser Arbeit vorliegt, da im Bereich der Dopplerbreite angeregt wird (vgl. 3.3.2 und 3.4.2).

In der Näherung der Ratengleichungen wird die Wechselwirkung zwischen Strahlung und den gebundenen Elektronen in den Koeffizienten für Absorption, induzierte Emission und spontane Emission zusammengefaßt. Durch weitere Übergangskoeffizienten lassen sich dann auch die Umbesetzungsprozesse in Folge von Stößen erfassen.

Damit läßt sich die zeitliche Änderung der lokalen Besetzungsdichte n_p in einem elektronischen Zustand p allgemein schreiben als /65,67/:

$$\frac{dn_p}{dt} = \left(\sum_j K_{pj}\, n_j\right) + C_p \qquad (3.1)$$

Die Koeffizienten K_{pj} beschreiben die Übergangsraten von j nach p ($j \neq p$), K_{pp} gibt die Verluste aus dem Niveau p an. Die Inhomogenität C_p enthält weitere Quell- und Verlustprozesse, zum Beispiel Transport- oder Rekombinationsvorgänge.

Zur Anwendung des Gleichungssystems (3.1) auf die Resonanzfluoreszenz in einem Plasma seien folgende Annahmen gemacht:

a) Das betrachtete atomare System sei für alle Übergänge optisch dünn. Die Koeffizienten für Absorption und induzierte Emission werden daher nur für den Übergang berücksichtigt, auf dessen Frequenz externes Licht eingestrahlt wird.

b) Das Gleichungssystem (3.1) sei nur endlich groß. Um das System abzuschließen kann man oberhalb eines bestimmten Energieniveaus lokales thermodynamisches Gleichgewicht annehmen und die Saha-Boltzmann-Besetzungsdichten ansetzen /65/.

c) Umbesetzungen erfolgen nur durch spontane Emission, durch Stöße mit Elektronen sowie bei der Wechselwirkung mit der Pumpstrahlung.

d) Transportprozesse spielen keine Rolle; d. h. angeregte Atome bewegen sich innerhalb ihrer Lebensdauer nur wenig im Vergleich zu charakteristischen Längen, auf denen sich Elektronendichte und -temperatur sowie Pumplichtintensität ändern.

e) Der Plasmahintergrund und damit Elektronendichte und Stoßratenkoeffizienten seien zeitlich konstant.

Ohne Berücksichtigung des Strahlungsfeldes lauten die Matrixelemente in (3.1) mit diesen Annahmen /65-67/:

$$
\begin{aligned}
K_{pj} &= A_{jp} + n_e\, S_{jp} \qquad (\text{für } j > p) \\
K_{pj} &= n_e\, S_{jp} \qquad (\text{für } j < p) \\
K_{pp} &= -\Big\{\sum_{j=0}^{p-1} A_{pj}\Big\} - \Big\{\sum_{j\neq 1} n_e\, S_{pj}\Big\} - n_e\, S_{pc} \\
C_p &= n_e^2\,(S_{cp} + R_p)
\end{aligned}
\tag{3.2}
$$

(A_{jp} = spontane Übergangswahrscheinlichkeit $j \rightarrow p$
S_{jp} = Ratenkoeffizient für Übergänge $j \rightarrow p$ durch Elektronenstöße
S_{pc} = Ratenkoeffizient für Ionisation
S_{cp}, R_p = Ratenkoeffizienten für Rekombination bzw. Strahlungsrekombination
n_e = Elektronendichte)

Wird beginnend zum Zeitpunkt $t = 0$ ein Lichtpuls eingestrahlt, dessen Photonenenergie dem Übergang jp ($j < p$) entspricht, so werden die Koeffizienten in (3.1) für die Niveaus j und p zeitabhängig:

$$
\begin{aligned}
K_{jj}(t) &= K_{jj}(0) - B_{jp}\, u_\nu(t) \qquad \text{(Absorption)} \\
K_{jp}(t) &= K_{jp}(0) + B_{pj}\, u_\nu(t) \qquad \text{(induzierte Emission)} \\
K_{pj}(t) &= K_{pj}(0) + B_{jp}\, u_\nu(t) \qquad \text{(Absorption)} \\
K_{pp}(t) &= K_{pp}(0) - B_{pj}\, u_\nu(t) \qquad \text{(induzierte Emission)}
\end{aligned}
\tag{3.3}
$$

Dabei bezeichnen B_{jp} und B_{pj} die Einstein-Koeffizienten für Absorption bzw. induzierte Emission und $u_\nu(t)$ ist die spektrale Strahldichte, die hier im Bereich der Linienbreite als konstant angesetzt wird.

Ist die Strahldichte u_ν zeitlich konstant für $t > 0$, so läßt sich die Lösung von (3.1) in allgemeiner Form angeben. Dazu schreiben wir (3.1) als Matrizengleichung:

$$\frac{d}{dt}\,\underline{n} - \underline{\underline{K}}\,\underline{n} = \underline{C} \qquad (3.4)$$

Dann hat die Lösung die Gestalt /67/:

$$n_p = \sum_j w_{pj} \exp(-\beta_j\, t) \; - \; (\underline{\underline{K}}^{-1}\,\underline{C})_p \qquad (3.5)$$

Hier sind β_j die (reellen und positiven) Eigenwerte der Matrix $-\underline{\underline{K}}$. Zur Berechnung der β_j und der Koeffizienten w_{pj} benötigt man bei mehr als zwei Gleichungen in (3.1) numerische Verfahren. Für hinreichend große Zeiten erhält man wegen der relaxierenden Exponentialfunktionen (alle β_j sind positiv) stationäre Dichten. Eine davon verschiedene stationäre Lösung läßt sich insbesondere auch für $t < 0$, d. h. ohne Pumplichteinwirkung bestimmen.

Bevor wir nun den Fluoreszenzprozeß etwas genauer behandeln, sei die Bedingung a) (optisch dünn) noch etwas präzisiert. Die Photonendichte im Bereich des Übergangs $j \rightarrow p$ der Breite $\Delta\nu$ ist etwa $u_\nu \cdot \Delta\nu / (h\,\nu_{pj})$. Die Abnahme einer Zahl in x-Richtung laufender Photonen infolge Absorption beträgt dann $(p > j)$:

$$\frac{d}{dx}\,\frac{u_\nu\,\Delta\nu}{h\nu} = -\frac{1}{c}\, n_j\, B_{jp}\, u_\nu \qquad (c = \text{Lichtgeschwindigkeit}) \qquad (3.6)$$

Bei Dopplerverbreiterung zufolge der thermischen Geschwindigkeit v_{th} der Neutralteilchen hat man $\Delta\nu/\nu \approx 2\, v_{th}/c$. Wegen $B_{jp} = g_p\, \lambda_{pj}^3\, A_{pj} / (g_j\, 8\,\pi\, h)$ (g_j, g_p = statistische Gewichte) folgt für die freie Weglänge der Photonen im Bereich der Linie:

$$l_{Ph} \approx \frac{16\,\pi\, g_j\, v_{th}}{n_j\, g_p\, A_{pj}\, \lambda_{pj}^3} \qquad (3.7)$$

Diese Abschätzung gibt eine untere Grenze, da die Emissionsprozesse nicht einbezogen wurden. Für genügend intensive Strahlung, etwa einen Laser, ist die freie Weglänge wegen der induzierten Emission erheblich größer.

Für die hier betrachteten Elemente H und Cr gelten folgende Untergrenzen für l_{Ph}, wenn man die höchsten beobachteten Dichten (nach Kap. 6 und 7) einsetzt:

Tabelle 3.1 :

Übergang	g_j	g_p	A_{pj} /10^8 s^{-1}	v_{th}/cm s^{-1}	n_j/cm^{-3}	l_{Ph}/cm
L_α	2	8	4.699 /92/	$2.4\cdot10^6$ (kT_H=3 eV)	$3\cdot10^{12}$	12
H_α	8	18	0.441 /92/	$2.4\cdot10^6$	$2\cdot10^8$	$2\cdot10^4$
CrI (429 nm)	7	5	0.313 /77/	10^5 (vgl. Kap. 7)	10^{10}	285

Da die betrachteten Dichtewerte in UNITOR nur auf Schichtdicken von wenigen Zentimetern auftreten, sind also die Systeme als optisch dünn zu betrachten.

3.2 Zeitabhängigkeit der Fluoreszenzsignale

Zur Beschreibung der Resonanzfluoreszenz kann aus verschiedenen Gründen auch das Zeitverhalten der Besetzungsdichten wichtig sein:

- Laserpulse ausreichender Leistung sind besonders bei kürzeren Wellenlängen nicht immer zeitlich länger als die auftretenden Relaxationszeiten.

- Das Fluoreszenzsignal kann im stationären Fall verschwinden, wenn sich das Grundniveau des gepumpten Übergangs aufgrund von Umbesetzungsprozessen entleert.

- Aus dem zeitlichen Verlauf der Fluoreszenzsignale lassen sich unter bestimmten Bedingungen Übergangswahrscheinlichkeiten /68/ oder Plasmaparameter /63/ bestimmen.

Es sei hier zunächst ein einfaches 2-Niveau-System mit den Besetzungsdichten $n_1(t)$ und $n_2(t)$ betrachtet, bei dem die Stoßraten vernachlässigbar seien. Die Ratengleichung für das obere Niveau lautet dann:

$$\frac{dn_2}{dt} = u_\nu(t)\,(B_{12}\,n_1 - B_{21}\,n_2) - A_{21}\,n_2 \qquad (3.8)$$

Zweckmäßig führt man nun einen dimensionslosen Sättigungsparameter $S(t) = u_\nu(t)\,(B_{12} + B_{21})/A_{21}$ ein /4/. Wegen der fehlenden Stoßprozesse gelte ferner $n_2(t) + n_1(t) = n_1(0) = n$. Mit den statistischen Gewichten

g_1 und g_2 der beiden Niveaus und $B_{21} = (g_1/g_2)\, B_{12}$ ergibt sich dann:

$$\frac{1}{A_{21}} \frac{dn_2}{dt} = \frac{g_2}{g_1 + g_2} S\, n - (S + 1)\, n_2 \qquad (3.9)$$

Im einfachen Fall eines rechteckförmigen Laserpulses

$$S(t) = \begin{cases} S & \text{für } 0 < t < t_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

lautet die Lösung der Differentialgleichung /4/:

$$n_2 = n_2^S \frac{S}{1 + S} (1 - \exp(-(S + 1)A_{21}\, t)) \quad \text{für } 0 < t < t_L \qquad (3.10a)$$

$$n_2 = n_2(t_L) \exp(-A_{21}\, (t - t_L)) \quad \text{für } t_L < t \qquad (3.10b)$$

Eine Darstellung dieser Lösung ist in Abb. 3.1 gezeigt. Die Sättigungsdichte n_2^S, die im Grenzfall $S \to \infty$ erreicht wird, ist gegeben durch

$$n_2^S = \frac{g_2}{g_1 + g_2}\, n \quad . \qquad (3.11)$$

Im Sättigungsfall gilt $n_2/n_1 = g_2/g_1$. Die zeitabhängige Dichte $n_2(t)$ im oberen Niveau ist auch im Fall fehlender Sättigung stets proportional zur ursprünglichen Dichte n im unteren Niveau, so daß die spontane Emissionsrate $A_{21}\, n_2$ zur Bestimmung von n verwendet werden kann.

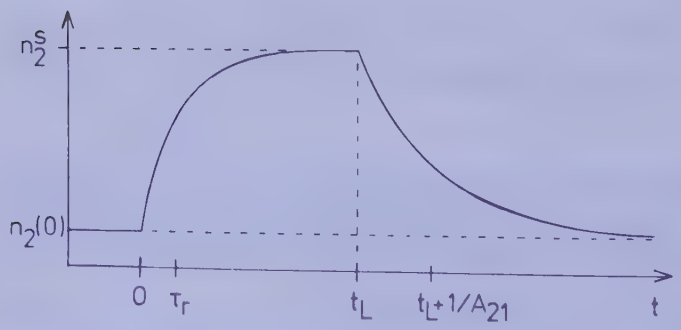


Abb. 3.1 Verlauf der Besetzungsdichte $n_2(t)$, t_L = Laserpulsdauer

Mit Hilfe der Beziehung $g_2 B_{12} = g_1 B_{21} = g_2 \lambda^3 A_{21}/(8 \pi h)$ und der Intensität pro Wellenlängeneinheit $I_\lambda = c^2 u_\nu / \lambda^2$ läßt sich der Sättigungsparameter auch schreiben als:

$$S = I_\lambda / I_\lambda^S$$

mit der Sättigungsintensität pro Wellenlängeneinheit

$$I_\lambda^S = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{8 \pi h c^2}{\lambda^5} \qquad (3.12)$$

Für die hier behandelten Elemente Chrom und Wasserstoff gilt zum Beispiel:

Tabelle 3.2 :

λ/nm	Übergang	g_{unten}	g_{oben}	I_λ^S /kW cm^{-2} Å^{-1}
656.3	H_α	8	18	0.038
429.0	CrI	7	5	0.601
121.6	L_α	2	8	113

Mit derzeit verfügbaren Lasern lassen sich der H_α- und CrI-Übergang problemlos bis zur Sättigung anregen (d. h. $S > 1$), nicht aber der L_α-Übergang. Der Wert für die H_α-Anregung bedarf jedoch noch einer Modifizierung, da hier die Behandlung als 2-Niveau-System nicht gerechtfertigt ist (vgl. Kap. 3.3). Bei der Berücksichtigung magnetischer Felder, bei denen die Entartung der Zeeman-Komponenten aufgehoben wird, sind ebenfalls Korrekturen erforderlich /10/.

Erhöht man die Pumpleistung wesentlich über den Sättigungswert, kann man keine große Erhöhung der Besetzungsdichte n_2 mehr erzielen. Allerdings erreicht man damit eine Verkürzung der Anstiegszeit $1/(S+1)A_{21}$ der Besetzung (vgl. (3.10a)). Die Relaxationszeit nach Ausschalten der Anregung ist dagegen die spontane Lebensdauer $1/A_{21}$.

Ist der Lichtpuls sehr kurz ($t_L A_{21} < 1$), so erfordert der Relaxationsterm in Gl. (3.10a) die schärfere Bedingung $S > 1/(t_L A_{21})$, um zum Zeitpunkt $t = t_L$ der Sättigung nahe zu kommen (d. h. $n_2(t_L) \approx n_2^S$). Das bedeutet eine Erhöhung der zur Sättigung benötigten Pumpleistung gegenüber dem stationären Fall ($t_L A_{21} \gg 1$) um einen Faktor $1/(t_L A_{21})$

Die Differentialgleichung (3.9) läßt sich auch für einen beliebigen Lichtpuls S(t) sofort integrieren, sofern $S(t) \gg 1$ für $0 < t < t_L$ gilt. In diesem Fall kann man den Faktor S+1 im letzten Term durch S ersetzen. Dies entspricht der Vernachlässigung der spontanen Übergangsrate während des Anregungspulses. Die Lösung lautet dann für den Zeitpunkt t_L :

$$n_2(t_L) = n_2^S \left(1 - \exp(-A_{21} \int_0^{t_L} S(t)\, dt) \right) \qquad (3.13)$$

Das Integral im Exponenten läßt sich bei bekannter Energie des Lichtpulses angeben, ohne die genaue Pulsform zu kennen.

Wenn der Einfluß von Stößen nicht zu vernachlässigen ist, ändern sich außer in den beiden direkt beteiligten Niveaus auch die Besetzungsdichten in allen anderen Zuständen während der Einwirkung des Pumplichtes. Bei genügend hoher Pumplichtstrahlung läßt sich jedoch auch hier eine Sättigung eines Übergangs erreichen, wobei die Emission aus dem oberen Niveau gegenüber dem Gleichgewichtsfall erhöht ist, sieht man einmal von invertierten oder bereits gesättigten Systemen ab. Um aus der Besetzungsänderung des oberen Niveaus die Gleichgewichtsdichte im unteren Niveau zu bestimmen, benötigt man die Lösung der gekoppelten Ratengleichungen (3.1). Solche Rechnungen wurden zum Beispiel in / 9 / für das System Wasserstoff mit L_α, H_α und H_β-Strahlung durchgeführt.

Oft läßt sich diese explizite Berechnung nach einem Näherungsverfahren umgehen, bei dem angenommen wird, daß alle Zugewinnprozesse, die die beiden Niveaus des gepumpten Übergangs durch Elektronenstöße aus anderen Zuständen oder durch Rekombination erfahren, konstant bleiben /63,68,69/. Zur Berechnung dieser Zugewinnraten benötigt man dann nur noch eine Lösung des kompletten Systems ohne Pumplicht. Die Beschreibung der optischen Anregung reduziert sich nun auf zwei gekoppelte Differentialgleichungen. Um die Anwendung auf den H_α-Übergang vorzubereiten, sei dieses Verfahren an einem Übergang zwischen angeregten Zuständen mit den Bezeichnungen 2 bzw. 3 dargestellt. Die Ratengleichungen lauten dann:

$$\frac{dn_3}{dt} = (B_{23}\, n_2 - B_{32}\, n_3)\, u_\nu - n_e\, S_{32}\, n_3 - A_{32}\, n_3 + n_e\, S_{23}\, n_2 - R_3\, n_3 + G_3 \qquad (3.14)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = (B_{32}\, n_3 - B_{23}\, n_2)\, u_\nu + n_e\, S_{32}\, n_3 + A_{32}\, n_3 - n_e\, S_{23}\, n_2 - R_2\, n_2 + G_2$$

G_2 und G_3 sind die Summen aller Zugewinnraten in die Niveaus 2 bzw. 3 aus allen anderen Zuständen (einschließlich Kontinuum) außer aus 2 und 3.

Es bedeuten n_2R_2 und n_3R_3 die Summen aller Verlustraten aus den Niveaus 2 bzw. 3 in alle anderen Zustände (einschließlich Kontinuum) außer in die Niveaus 2 und 3. Im stationären Fall ohne optisches Pumpen gilt insbesondere:

$$G_2 + G_3 = n_2 R_2 + n_3 R_3 \tag{3.15}$$

Betrachtet man eine konstante Strahldichte u_ν, die ab dem Zeitpunkt $t = 0$ einsetzt, so läßt sich die Lösung für das obere Niveau n_3 aufgrund allgemeiner Überlegungen schreiben als:

$$n_3(t) = (n_3 - n_3^*) \exp(-t/\tau_r) + (n_3^* - n_3^s) \exp(-t/\tau_f) + n_3^s \tag{3.16}$$

(für $t \geq 0$)

Dabei bezeichnet $n_3 = n_3(0)$ die stationäre Lösung ohne Laseranregung, und n_3^s ist die stationäre Lösung für $t \to \infty$ mit Anregung. Bei genügend großem u_ν liegt Sättigung der stationären Werte vor, d. h.

$$\frac{n_3(\infty)}{n_2(\infty)} = \frac{n_3^s}{n_2^s} = \frac{g_3}{g_2} \tag{3.17}$$

In diesem Fall folgt mit $d/dt = 0$ unmittelbar aus (3.14):

$$n_3^s = \frac{g_3 (G_2 + G_3)}{g_2 R_2 + g_3 R_3} \tag{3.18}$$

Die Konstanten n_3^*, τ_r, τ_f lassen sich ebenfalls aus (3.10) bestimmen (siehe z. B. /69/, wo allerdings der Spezialfall $G_3 = 0$ behandelt wird). Aus Gründen der Übersichtlichkeit betrachten wir hier nur den Fall starker Anregung (Bedingung $u_\nu(B_{23}+B_{32}) \gg A_{32}+R_2+R_3$), bei dem außerdem die Glieder S_{23} und S_{32} vernachlässigt seien. Nach /68-70/ gilt dann:

$$\tau_r = \frac{1}{S\, A_{32}} \quad \text{mit} \quad S = \frac{B_{23} + B_{32}}{A_{32}}\, u_\nu \tag{3.19a}$$

$$\tau_f = \frac{g_2 + g_3}{g_2 R_2 + g_3 R_3} \tag{3.19b}$$

$$n_3^* = \frac{n_2(0) + n_3(0)}{g_2 + g_3}\, g_3 \tag{3.19c}$$

Der Zeitverlauf von n_3 zerfällt jetzt in einen schnell ansteigenden Teil mit der Anstiegszeit τ_r, die wie beim 2-Niveau-System nur von der Pumprate des Lasers bestimmt ist, und in einen mit τ_f relaxierenden Anteil, der von der Entvölkerungsrate der beiden Niveaus 2 und 3 abhängt (siehe Abb. 3.2). Je nach Vorzeichen des Faktors $n_3^*-n_3^s$ ist während dieser zweiten Phase ein Anstieg oder Abfall zu verzeichnen /68/ (in Abb. 3.2 wird ein Abfallen angenommen). Nach Ausschalten des Laserpulses klingt die Dichte wieder auf den Wert $n_3(0)$ ab, und zwar mit der Abklingzeit

$$\tau_3 = \frac{1}{A_{32} + S_{32} + R_3} \quad . \tag{3.20}$$

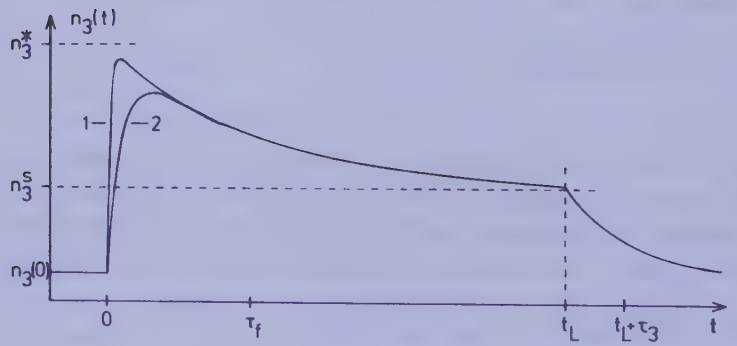


Abb. 3.2 Prinzipieller Verlauf der Besetzungsdichte $n_3(t)$ im oberen Niveau bei zwei verschiedenen Pumpraten, also unterschiedlichem τ_r. Kurve 1: $\tau_r = \tau_f/50$, Kurve 2: $\tau_r = \tau_f/10$

3.3 Anwendung auf den H_α-Übergang

3.3.1 Bestimmung von Besetzungsdichten beim neutralen Wasserstoff

Abb. 3.3 zeigt das Schema der ersten drei Hauptquantenzustände des Wasserstoffatoms. Die Niveaus mit gleicher Hauptquantenzahl sind unter Tokamak-Bedingungen durch Elektronenstöße gekoppelt, d. h. entsprechend ihrer statistischen Gewichte besetzt.

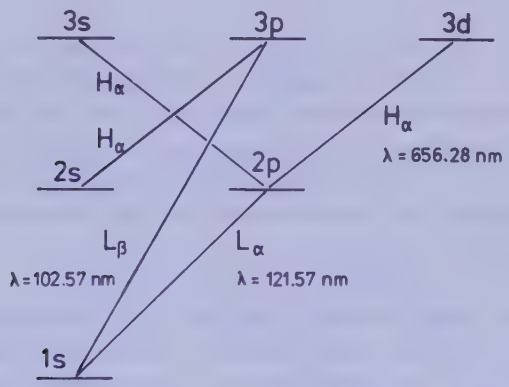


Abb. 3.3 Termschema und Übergänge beim H-Atom. Energieabstände nicht maßstäblich. /91/

Die Anregung mit einem hinreichend starken Laser auf dem H_α-Übergang kann mit Hilfe von Gleichung (3.14) beschrieben werden. Eine Beobachtung des Einschwingverhaltens der Fluoreszenzsignale wird in /63/ angegeben. In Tokamaks benötigt man jedoch aus Gründen der Nachweisbarkeit (siehe Kap. 3.3.2) Laserpulse und Beobachtungszeiten, die viel länger sind als die Relaxationszeiten der angeregten Niveaus im Nanosekunden-Bereich. In diesem Fall genügt die Betrachtung der stationären Sättigungsdichte im oberen Niveau, die man aus (3.15) und (3.18) erhält:

$$n_3^{H,s} = g_3 \frac{n_2^H R_2 + n_3^H R_3}{g_2 R_2 + g_3 R_3} \qquad (3.21)$$

n_2^H und n_3^H bezeichnen die entsprechenden Besetzungsdichten vor der Laseranregung. Aus einer Messung der erhöhten H_α-Emission gegenüberder Hintergrundstrahlung erhält man unmittelbar nur die Differenz der Besetzungsdichten im oberen Niveau $\Delta n_3^H = n_3^{H,s} - n_3^H$. Mit Hilfe der Beziehung $n_3^{H,s}/n_2^{H,s} = g_3/g_2$ und Gl. (3.21) ergibt sich

$$\Delta n_3 = \alpha \cdot n_2^H \tag{3.22}$$

mit dem Proportionalitätsfaktor /5,70/

$$\alpha = \frac{g_2}{g_2 + \frac{R_3}{R_2} g_3} \left[\frac{g_3}{g_2} - \frac{n_3^H}{n_2^H} \right] \tag{3.23}$$

Eine Bestimmung der Besetzungsdichte n_2 aus der gemessenen Dichteerhöhung n_3 ist also möglich, vorausgesetzt, daß α nicht zu klein wird, d. h. das ursprüngliche Besetzungsverhältnis n_3^H/n_2^H muß deutlich kleiner als $g_3/g_2 = 2.25$ sein. Dies ist bei Tokamakplasmen für einen weiten Parameterbereich der Fall. Die Besetzung der beiden Niveaus wird hauptsächlich durch Stoßanregung vom Grundzustand aus bestimmt. Das Verhältnis n_3^H/n_2^H liegt etwa bei 0.8 /5,9,15,71/.

Für das vorliegende Experiment wurde der Faktor α im Rahmen eines in /15/ beschriebenen Stoß-Strahlungsmodells als Funktion der Parameter n_e und T_e berechnet /72/ (diese Größen gehen in die verwendeten Ratenkoeffizienten /71/ ein). Das Ergebnis ist in Abb. 3.4 dargestellt. Dabei wurde eine Grundzustandsdichte $n_1^H = 10^{10}$ cm^{-3} angenommen, jedoch ist die Berechnung innerhalb mehrerer Zehnerpotenzen unabhängig von n_1^H. Auch von den Parametern n_e und T_e zeigt sich nur eine schwache Abhängigkeit (siehe den eingetragenen Arbeitsbereich für UNITOR), so daß eine genaue Messung von n_2^H bei nur grober Kenntnis der Plasmaparameter möglich ist.

Um die Gültigkeit der in (3.14) enthaltenen Näherung (konstante Zugewinnraten) zu überprüfen, wurden die α-Werte mit entsprechenden Lösungen einer vollständigen Behandlung des zugehörigen Stoß-Strahlungssystems /9 ,66/ verglichen. Erst bei höheren Elektronendichten (ab $5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}) ergeben sich nennenswerte Abweichungen, während für den hier benötigten Bereich ($n_e \lesssim 2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}) die α-Werte innerhalb weniger Prozent korrekt sind. Dieses Verhalten begründet sich in dem bei größeren Elektronendichten steigenden Einfluß von Stößen aus höheren Niveaus in die Zustände 2 und 3. Die Zeitabhängigkeit dieser Prozesse wird in (3.14) vernachlässigt.

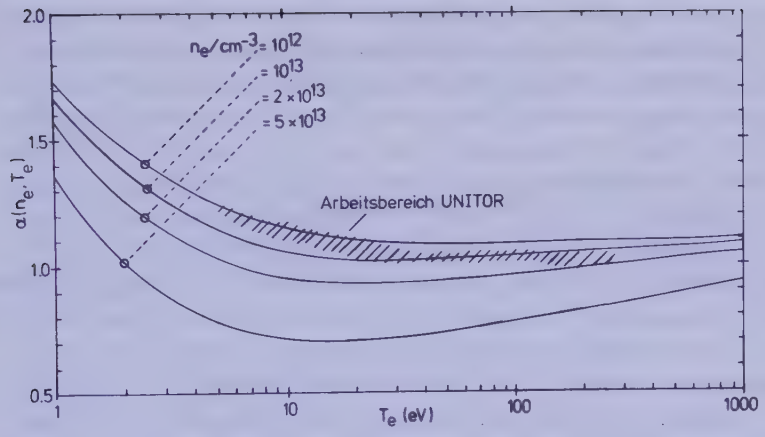


Abb. 3.4 Abhängigkeit des Faktors α von den Plasmaparametern.

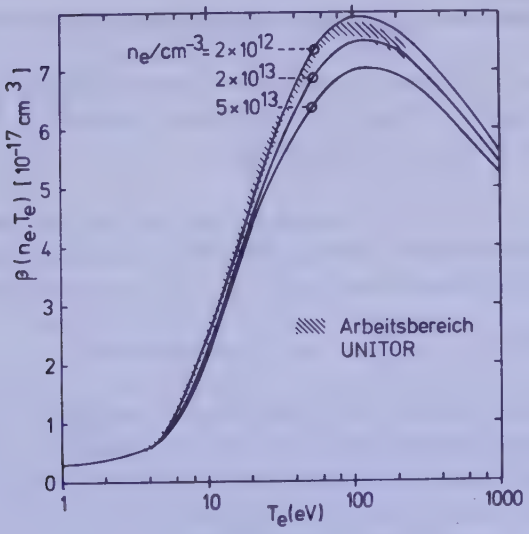


Abb. 3.5 Abhängigkeit des Faktors $\beta = n_2^H/(n_1^H\, n_e)$ von den Plasmaparametern.

Die Bestimmung der Dichte n_1^H im Grundzustand ist besonders wichtig, da dieser Wert praktisch gleich der Gesamtdichte des neutralen Wasserstoffs ist. Hat man bereits die Besetzungsdichte n_2^H bestimmt, so kann n_1^H mit Hilfe des in Kap. 3.1 skizzierten Ratengleichungsmodells unabhängig von der Laseranregung ermittelt werden. Nach /5/ ist es zweckmäßig, die Größe $\beta = n_2^H / (n_1^H\, n_e)$ in Abhängigkeit von n_e und T_e zu tabellieren, da wegen der Elektronenstoßanregung dieses Verhältnis nahezu unabhängig von n_e ist. Wie aus Abb. 3.5 (Werte nach /15/) entnommen werden kann, ist der Faktor β für höhere Elektronentemperaturen (>50 eV) nur noch schwach von T_e abhängig, so daß eine Ermittlung von n_1^H dann auch ohne genaue Kenntnis von T_e möglich ist. Eine gleichzeitige Messung der Elektronendichte ist dagegen in jedem Fall erforderlich. Oberhalb von $kT_e = 5$ eV sind die gezeigten Werte unabhängig von der Neutralteilchendichte in dem Bereich $10^5 < n_2^H/cm^{-3} < 10^8$, wie er in UNITOR auftritt. Unterhalb von 5 eV hängen die β-Werte wegen des Einflusses der Rekombinationsprozesse zusätzlich von der Neutralteilchendichte n_1^H bzw. n_2^H ab. Die Abbildung gilt für den Fall vernachlässigbarer Rekombination (siehe dazu /15/).

3.3.2 Anforderungen an die Lichtquelle und Abschätzung der Empfindlichkeit

Es sollen jetzt die Anforderungen an die Lichtquelle (Farbstofflaser) und den Meßaufbau hinsichtlich spektraler Bandbreite, Intensität, Größe des Streuvolumens und Pulsdauer besprochen werden.

Die Bandbreite des verwendeten Laserlichts muß für eine Dichtemessung die Dopplerbreite der H_α-Linie übertreffen. Für letztere gilt in Abhängigkeit von der Ionentemperatur T_i:

$$\Delta\lambda_D \leq 2\sqrt{\ln 2}\,\frac{\lambda}{c}\sqrt{\frac{2\,k\,T_i}{m_H}} \quad \text{(volle Halbwertsbreite)} \tag{3.24}$$

Die Ionentemperatur wird deshalb eingesetzt, weil aufgrund von Ladungsaustauschreaktionen schnelle Neutralteilchen mit Ionenenergien entstehen können. Es gelten z. B. für $T_i = 50$ eV bzw. $T_i = 1$ keV die Werte $\Delta\lambda_D = 0.36$ nm bzw. $\Delta\lambda_D = 1.6$ nm. Andere Effekte der Linienverbreiterung bzw. -aufspaltung (Feinstruktur, Stark-Verbreiterung, Zeeman- und translatorischer Stark-Effekt) sind demgegenüber vernachlässigbar /81,97/.

Die zur Sättigung des H_α-Übergangs erforderliche Laserleistung ist wegen der Verlustprozesse durch Stöße und über den L_β-Übergang höher als bei einem 2-Niveau-System der gleichen Wellenlänge. Um diesen Effekt abzu-

schätzen, kann das Gleichungssystem (3.14) für den stationären Fall (d/dt = 0) und mit der erwähnten Näherungsannahme (G_2,G_3 = const) in Abhängigkeit von der spektralen Energiedichte u_ν gelöst werden. Für die Dichteerhöhung im Niveau 3 ergibt sich nach einer elementaren Rechnung:

$$\Delta n_3 = (n_3^{H,s} - n_3^H) \frac{S^*}{S^* + 1} \qquad (3.25)$$

$n_3^{H,s}$ und n_3^H bezeichnen die Sättigungsdichte bzw. die Besetzung im Zustand 3 ohne Laserstrahlung. Der hier auftretende Sättigungsparameter S^* läßt sich nach Umrechnung von u_ν auf I_λ (vgl. Kap. 3.2) schreiben als

$$S^* = I_\lambda / I_\lambda^{S*}$$

mit der Sättigungsintensität pro Wellenlängeneinheit

$$I_\lambda^{S*} = \frac{g_2}{g_2 + g_3} \frac{8 \pi h c^2}{\lambda^5} \left[1 + \frac{R_3 + n_e S_{32}}{A_{32}} + \frac{R_3 n_e S_{23}}{R_2 A_{32}}\right] \left[\frac{1 + g_2/g_3}{1 + g_2 R_3/g_3 R_2}\right] \qquad (3.26)$$

Im Vergleich zu (3.12) treten also jetzt Korrekturterme hinzu, die wesentlich von den Plasamparametern abhängen. Bei den Parametern $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, kT_e = 200 eV errechnet man (unter Verwendung der Stoßraten aus /71/) eine Sättigungsintensität I_λ^{S*} = 245 W cm^{-2} Å^{-1}. Bei vernachlässigbaren Stoßraten (für $n_e < 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}) ergibt sich (Werte für A_{21}, A_{31},A_{32} aus /92/):

$$I_\lambda^{S*} = \frac{g_2}{g_2 + g_3} \frac{8 \pi h c^2}{\lambda^5} \left[1 + \frac{A_{31}}{A_{32}}\right] \left[\frac{1 + g_2/g_3}{1 + (g_2 A_{31}/g_3 A_{21})}\right] = 118 \text{ W cm}^{-2} \text{ Å}^{-1} \qquad (3.27)$$

In der Praxis kann die tatsächlich benötigte Leistung höher liegen, wenn wegen der Modenstruktur des Lasers die Intensität ungleichmäßig über den Bereich der Spektrallinie verteilt ist.

Für eine Abschätzung der kleinsten nachweisbaren Wasserstoffdichten sei ein homogenes Plasma mit einem Durchmesser L betrachtet. Das Streuvolumen sei ein Würfel der Kantenlänge s. In einem Tokamak gilt typisch $n_3^H \approx 0.8\, n_2^H$, so daß die H_α-Strahlung, die aus einer Sichtlinie der Länge L registriert wird, wesentlich zum Detektorrauschen beiträgt. Nimmt man einmal die Statistik der Photoelektronen am Detektor als einzige Rauschquelle an, so gilt für das Signal-Rausch-Verhältnis

$$(S/N) = N_S / (N_S + N_U)^{1/2} . \qquad (3.28)$$

Hier bezeichnen N_S und N_U die Zahl der zum Signal bzw. Untergrund gehörenden Photoelektronen. Weiter gilt:

$$\frac{N_S}{N_U} \approx \frac{(n_3^H, s - n_3^H)\, s}{n_3^H L} \approx \frac{\alpha(n_e, T_e)\, n_2^H\, s}{0.8\, n_2^H\, L} \approx 1.25\, \frac{s}{L} \quad , \tag{3.29}$$

$$\text{also} \quad (S/N) \approx \sqrt{\frac{s}{s + 0.8\, L}}\; N_S \; . \tag{3.30}$$

In dieser Arbeit gilt $s/L \approx 1/20$, ein Wert der bei räumlich aufgelösten Messungen sinnvoll erscheint, so daß sich z. B. $N_S = 189$ Signalelektronen höchstens mit einem S/N-Verhältnis von 3 nachweisen lassen, vorausgesetzt es gibt keine anderen Rauschquellen. Der Zusammenhang zwischen N_S und der Dichte n_2^H ist:

$$N_S = \alpha\, n_2^H\, s^3\, A_{32}\, \frac{\Delta\Omega}{4\pi}\, T\, t_L\, \eta \tag{3.31}$$

Es bedeuten (vorliegende Werte in Klammern):

s^3 = Streuvolumen (≈ 1 cm^3)

$\Delta\Omega$ = beobachteter Raumwinkel ($\approx 8 \cdot 10^{-3}$)

T = Transmission der Beobachtungsoptik (≈ 0.1)

t_L = effektive Pulsdauer, während der Sättigung vorliegt (≈ 1 µs)

= Quantenausbeute der Photokathode (4 % bei S20-Kathode /73/)

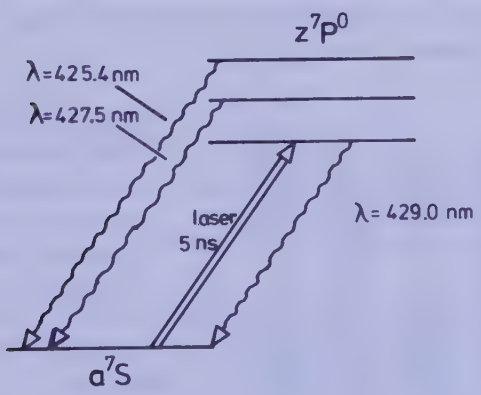
Mit $\alpha = 1$ und $N_S = 189$ hat man für das vorliegende Experiment die kleinste nachweisbare Dichte $n_2^{H,min} = 1.7 \cdot 10^6$ cm^{-3}. Die zugehörige Dichte im Grundzustand ist z. B. für $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} und $T_e = 200$ eV : $n_1^{H,min} = 1.4 \cdot 10^9$ cm^{-3}.

Bei Messungen im Plasmainneren eines Tokamaks ist allerdings zu beachten, daß die H_α-Strahlung aus den kälteren Randzonen einen relativ höheren Beitrag zum Rauschen liefert als bei einem homogenen Plasma. Fluktuationen des Hintergrundlichtes und Falschlicht vom Laser können das S/N-Verhältnis weiter verschlechtern. Auf der anderen Seite ist in größeren Tokamaks eine Vergrößerung des Streuvolumens auf viele cm^3 bei noch ausreichender Ortsauflösung möglich, um die Zahl der Signalphotonen zu erhöhen. Weitere Verbesserungen kann eine Steigerung der Pulslänge /74/ oder eine Modulation des Laserpulses /75/ bringen. Ein Nachweis von Neutralteilchendichten unter 10^8 cm^{-3} in einem Tokamak erscheint daher möglich. Mit Hilfe der Emissionsspektroskopie sind derartige Dichten nur mit großer Ungenauigkeit zu erfassen, wenn ein stärker strahlender Plasmarand vorliegt.

3.4 Anwendung auf den CrI-Übergang bei 429 nm

3.4.1 Bestimmung der Besetzungsdichte im Grundzustand

Im Unterschied zu den meisten anderen Metallen, die als Verunreinigungen in Tokamakplasmen auftreten, besitzt Chrom Resonanzübergänge im sichtbaren Spektralbereich, und zwar bei den Wellenlängen 425, 427 und 429 nm (Abb. 3.6). Ein weiterer Vorteil besteht in der fehlenden Feinstrukturaufspaltung des Grundniveaus, so daß dessen Besetzungsdichte aus Laserfluoreszenzmessungen direkt ermittelt werden kann. Von den drei möglichen Übergängen wurde hier die 429nm-Linie für die Messung gewählt, da der verwendete Laser bei dieser Wellenlänge am besten arbeitete und die Strahlung anderer Verunreinigungen in der Umgebung dieser Linie am geringsten war. Der eingesetzte Lasertyp erzeugt nur relativ kurze Lichtpulse ($t_L \leq 5$ ns), die jedoch den Vorteil haben, daß die Entvölkerung des oberen Niveaus durch Stöße während des Fluoreszenzpulses vernachlässigt werden kann (siehe Kap. 5.3). Für die Bestimmung der Dichte n_1^{Cr} im Grundzustand kann somit das in 3.2 beschriebene Modell eines 2-Niveau-Systems verwendet werden. Den Zusammenhang zwischen n_1^{Cr} und der nach einer Absolutkalibrierung gemessenen Dichte $n_2^{Cr}(t)$ im oberen Niveau entnimmt man sinngemäß den Gleichungen (3.10), (3.13) oder einer numerischen Lösung von (3.8).



(3.32)

Abb. 3.6 Termschema des a^7S-z^7P^o-Übergangs bei CrI (nicht maßstäblich)/76/.

Die Besetzungsdichte $n_2^{Cr}(0)$ des oberen Niveaus allein infolge von Stoßanregung ist dabei vernachlässigbar klein. Mit der spontanen Übergangswahrscheinlichkeit $A_{21}^{Cr} = 0.313 \cdot 10^8\ s^{-1}$ /77/ und dem Ratenkoeffizienten S_{12}^{Cr} für Elektronenstoßanregung ($\lesssim 10^{-7}\ cm^3 s^{-1}$ /78/, Maximum für $kT_e \approx 30$ eV) gilt für $n_e \approx 10^{12}\ cm^{-3}$ (Plasmarand):

$$\frac{n_2^{Cr}}{n_1^{Cr}} \approx \frac{S_{12}^{Cr}\, n_e}{A_{21}^{Cr}} \lesssim 0.003 \qquad (3.32)$$

Eine Modifizierung bei der Auswertung kann sich durch die Aufspaltung der Energieniveaus im Magnetfeld ergeben (siehe Abb. 3.7). Ist der Laser parallel zum B-Feld polarisiert und ausreichend breitbandig, so werden alle π-Komponenten des Übergangs gepumpt. Dabei können die Komponenten mit $m_J = \pm 3$ des unteren Niveaus nicht angeregt werden. Bei fehlender Kopplung der Zeeman-Niveaus wird daher nur der Bruchteil $(g_2/g_1)n_1^{Cr}$ erfaßt. In Gleichung (3.11) ist außerdem g_1 durch g_2 zu ersetzen, so daß sich für die Sättigungsdichte $n_2^{Cr,s}$ ergibt:

$$n_2^{Cr,s} = \frac{g_2}{2\,g_2}\,\frac{g_2}{g_1}\,n_1^{Cr} \quad \text{also} \quad n_1^{Cr} = 2.8\, n_2^{Cr,s} \qquad (3.33)$$

Sind jedoch die Zeeman-Niveaus durch Stöße gekoppelt, gilt wieder (3.11) mit dem Resultat $n_1^{Cr} = 2.4\, n_2^{Cr,s}$. Im vorliegenden Experiment wurde ein mittlerer Faktor von 2.6 eingesetzt, so daß der Fehler gegenüber den beiden Grenzfällen nur 8 % beträgt. Diese Betrachtung gilt auch bei der Auswertung von n_1^{Cr} mit Hilfe zeitabhängiger Signale, da $n_2^{Cr}(t)$ stets proportional zu $n_2^{Cr,s}$ ist.

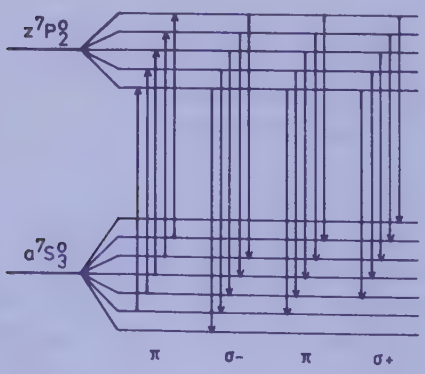


Abb. 3.7 Möglichkeiten der Anregung und Abregung bei Zeeman-Aufspaltung (Energieabstände nicht maßstäblich).

3.4.2 Anforderungen an die Lichtquelle und Abschätzung der Empfindlichkeit

Für eine Dichtebestimmung muß die Bandbreite des Lasers die Dopplerverbreiterung und die Zeeman-Aufspaltung der Cr-Linie überdecken. Werden Cr-Atome mit diffuser Winkelverteilung und typischen Geschwindigkeiten $v \approx 3 \cdot 10^5$ cm s^{-1} zerstäubt, so beträgt die Dopplerbreite etwa

$$\Delta\lambda_D \approx 2\,\lambda_{Cr}\,\frac{v}{c} = 0.008 \text{ nm} \qquad (3.34)$$

Die g-Faktoren der Niveaus $z^7P_2^0$ und a^7S betragen 2 bzw. 2.333, so daß für den Abstand der beiden π-Komponenten mit $m_J = \pm 2$ gilt

$$\Delta\lambda_Z = \lambda_{Cr}^2\, 2\,(2.333 - 2)\,\mu_B\, B_t\,/(h\,c) \qquad (3.35)$$

$$= 0.02 \text{ nm} \quad \text{für } B_t = 1.7 \text{ T}$$

(μ_B = Bohr'sches Magneton, B_t = Toroidalfeld)

Eine Halbwertsbreite der Laserlinie von 0.1 nm ist daher bei π-Anregung ausreichend.

Eine Abschätzung der in Abhängigkeit von Streuvolumen und Pulslänge nachweisbaren Dichten kann ähnlich wie in 3.3.2 gegeben werden. Zur Erzielung räumlicher Auflösung muß das Verhältnis zwischen Durchmesser s des Streuvolumens und der Dicke L der strahlenden Schicht ausreichend klein gewählt werden. Im vorliegenden Experiment gilt $s \approx 2$ mm und $L \approx 20$ mm. Für das Verhältnis von Signal zu Untergrund gilt analog zu (3.28) im Fall der Sättigung und bei Berücksichtigung von (3.32):

$$\frac{N_S}{N_U} \approx \frac{s\, n_2^{Cr,s}}{L\, n_1^{Cr}\, n_e\, S_{12}^{Cr}/A_{21}^{Cr}} \approx \frac{2.6^{-1}\, n_1^{Cr}\, s}{0.003\, n_1^{Cr}\, L} = 128\,\frac{s}{L} \qquad (3.36)$$

Das Signal-Rausch-Verhältnis aufgrund der Photonenstatistik ist dann:

$$(S/N) = N_S / (N_S+N_U)^{1/2} \approx N_S \sqrt{\frac{s}{s + L/128}} \approx 0.96\ N_S \text{ für } \frac{s}{L} = 10 \qquad (3.37)$$

Das S/N-Verhältnis wird hier also kaum von der Hintergrundstrahlung beeinflußt, so daß sich bereits $N_S^{min} = 10$ Photoelektronen mit S/N = 3 nachweisen lassen. Für die kleinste nachweisbare Dichte $n_1^{Cr,min}$ gilt analog zu (3.31):

$$N_S^{min} = n_2^{Cr,min}\, s^3\, A_{21}^{Cr}\, \frac{\Delta\Omega}{4\pi}\, \frac{1}{A_{21}^{Cr}}\, \eta\, T \qquad (3.38)$$

$$= \frac{1}{2.6}\, n_I^{Cr,min}\, s^3\, \frac{\Delta\Omega}{4\pi}\, \eta\, T$$

Für die Pulslänge des Streusignals wurde $1/A_{21}^{Cr}$ gesetzt, was im Fall kurzer Laserpulse ($t_L \ll 1/A_{21}^{Cr}$) zutrifft. Mit den Werten des vorliegenden Experiments

$\Delta\Omega \approx 0.008$
$\eta \approx 18\ \%$ /73/
$T \approx 0.1$

ergibt sich für $N_S^{min} = 10$ die Nachweisgrenze $n_I^{Cr,min} = 2.8 \cdot 10^8\ cm^{-3}$. Dieser Wert liegt über der nachweisbaren Dichte $n_2^{H,min}$ beim Wasserstoff wegen des kleineren Streuvolumens und kürzeren Laserpulses. Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit könnte bei längeren Tokamakpulsen durch den Einsatz eines schnell repetierenden Farbstofflasers erzielt werden.

4. Durchführung der H_α-Resonanzfluoreszenzmessung

In diesem Kapitel werden Aufbau, Signalauswertung und Kalibrierung der H_α-Streumessungen beschrieben. Die Interpretation der Meßergebnisse folgt in Kapitel 6.

4.1 Experimenteller Aufbau

4.1.1 Laser und Einstrahloptik

Die Meßanordnung für die H_α-Resonanzstreuung ist schematisch in Abb. 4.1 wiedergegeben. Als Lichtquelle dient ein blitzlampengepumpter Farbstofflaser (Lambda FL 3b) mit doppelelliptischem Reflektor. Die Daten dieses Lasers sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Abb. 4.2 zeigt ein Oszillogramm des Laserpulses.

Tabelle 4.1

Ladeenergie für die Blitzlampen:	≈ 100 J
Repetitionszeit:	≥ 0.5 s
Farbstoff:	Rhodamin 101
Longitudinalmodenabstand bei λ_{H_α}:	$\approx 10^{-3}$ nm
Einstellung der Wellenlänge durch Interferenzfilter	
Pulsenergie bei λ_{H_α} :	$E_L \leq 10$ mJ
Pulsdauer (Halbwertsbreite):	$t_L = 0.6$ µs
Spektrale Halbwertsbreite bei λ_{H_α}:	$\Delta\lambda_L = 0.2$ nm
Polarisation horizontal	

Um Wellenlänge und Pulsenergie stabil zu halten, müssen die Farbstofflösung und das Kühlmittel für die Blitzlampen auf gleicher und konstanter Temperatur gehalten werden. Dazu wurden die beiden Flüssigkeitskreisläufe sowohl untereinander als auch mit einem Thermostaten durch Wärmetauscher gekoppelt. Die verbleibenden Schwankungen in der Pulsenergie betrugen etwa 10 % innerhalb einer Serie von Laserpulsen (Standardabweichung der Einzelwerte), während die Zentralwellenlänge innerhalb weniger Zehntel Å konstant blieb.

Zur Einstellung und Überwachung der Wellenlänge wird ein Monitorsignal über einen Lichtleiter abgezweigt, über einen Gittermonochromator (GM) spektral zerlegt und auf einem Vielkanalanalysator (OMA) registriert. Dabei dient die H_α-Linie der Reinigungsentladung des Tokamaks als Wellenlängenreferenz.

Ein Teleskopsystem (L_1, B , L_2) definiert den Strahlverlauf im Entladungsgefäß. Dabei steht die Blende im Brennpunkt von L_1, und L_1 bildet den Laserauskoppelspiegel auf L_2 ab. Diese Linse L_2 bildet schließlich die Blende (Durchmesser 0.7 mm) vergrößert in die Mitte des Entladungsgefäßes ab, so daß der Laserstrahl am Meßort ein scharf begrenztes Intensitätsprofil von 9.2 mm Durchmesser zeigt (siehe Abb. 4.3). Ein derartiges Profil ist für die Vergleichbarkeit von Rayleigh- und Resonanzstreuung wesentlich. Das Profil ändert sich in einem Bereich bis zu 20 cm oberhalb und unterhalb des Abbildungsortes nur wenig, so daß Messungen an verschiedenen Stellen des Torusquerschnittes ohne Verschiebung der Linse L_2 durchgeführt werden können. Die Transmission des Teleskops beträgt insgesamt etwa 50 %; die Verluste entstehen vor allem durch das Ausblenden von Randstrahlen.

Für die Brewsterfenster am Eingang und Ausgang des Vakuumgefäßes wurden zwei verschiedene Konstruktionen eingesetzt. In der in Abb. 4.1 gezeigten Version verläuft der Laserstrahl ortsfest in einer vertikalen Achse durch die Gefäßmitte. Entlang dieses Strahls (y-Achse) sind ortsaufgelöste Messungen durch Verschiebung der Beobachtungseinheit möglich. Systeme von konischen, geschwärzten Blenden im Eintritts- und Austrittsrohr dienen zur Unterdrückung von Falschlicht, während ein Absorptionsfilter im Brewsterwinkel als Lichtfalle eingesetzt wird.

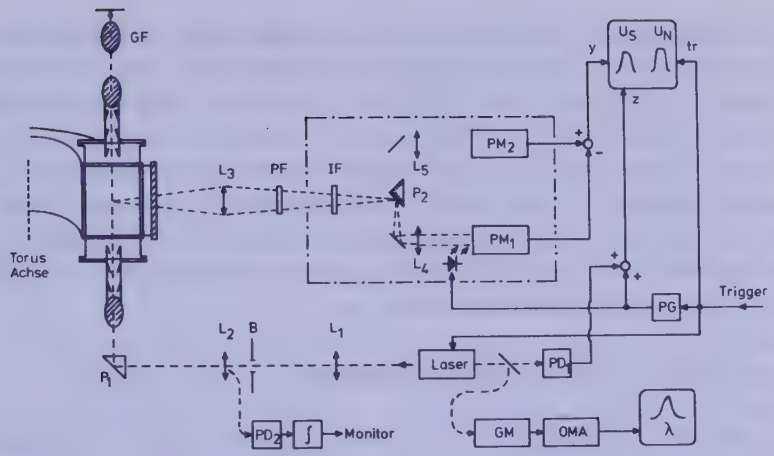


Abb. 4.1 Aufbau zur H_α-Resonanzstreuung

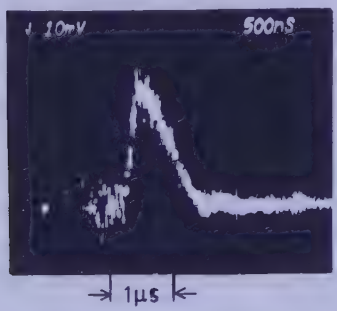


Abb. 4.2 Oszillogramm des Laserpulses

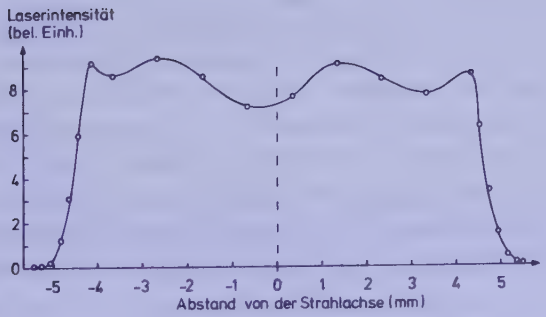


Abb. 4.3 Radiales Intensitätsprofil im Laserstrahl (Auflösung 0.5 mm).

Zur Messung radialer Dichteprofile (x-Richtung), wobei der Laserstrahl durch Verschieben des Prismas P_1 versetzt werden muß, wurden rechteckige Brewsterfenster ohne Blendenrohre angebracht. Dieser zweite Aufbau wurde auch beim Chromnachweis verwendet und ist daher in Kap. 5.1 näher beschrieben. Für die Messungen im Limiterbereich (nahe der Außenwand) konnte wegen der höheren Neutralteilchendichten der bei diesem Aufbau größere Falschlichtanteil in Kauf genommen werden. Die Abmessungen der vorhandenen Gefäßflansche erlaubten es, das Streuvolumen bis auf etwa 1 cm an alle Gefäßwände heranzubringen.

4.1.2 Beobachtungsoptik und Signalerfassung

Der Aufbau der Beobachtungseinheit ist in Abb. 4.1 in Aufsicht gezeigt. Das Streuvolumen wird von der Linse L_3 (Brennweite f_3 = 29 cm) auf eine verspiegelte Fläche (2 cm x 2 cm) des Prismas P_2 abgebildet. Das Prisma befindet sich im Abstand $4f_3$ von der äußeren Toruswand. Die Position der Linse L_3 muß bei radialer Verschiebung des Meßortes (x-Richtung) korrigiert werden. Der Abbildungsmaßstab von Streuvolumen zu Prisma liegt zwischen 1 : 1 an der Außenwand und 1 : 2 an der Innenwand. Der abgebildete Bereich ist an der Außenwand etwas breiter und an der Innenwand etwas schmaler als der Laserstrahl. Ein Interferenzfilter IF (abgestimmt auf H_α, volle Halbwertsbreite 0.8 nm) dient zur Unterdrückung anderer Wellenlängen, während mit einem Polarisationsfilter PF der relative Falschlichtanteil reduziert werden kann, da das Falschlicht im Gegensatz zum Fluoreszenzlicht teilweise polarisiert ist.

Das Streusignal wird von einem Photomultiplier PM_1 (RCA 7265) aufgenommen und auf einem Speicheroszillographen registriert. Ein zweiter Multiplier PM_2 erhält Licht über die andere Hälfte des verspiegelten Prismas aus einem Plasmabereich seitlich des Laserstrahls. Mit Hilfe einer Differenzmessung beider Multipliersignale sollte untersucht werden, ob sich Fluktuationen des Hintergrundlichtes kompensieren lassen, wie in /5/ beschrieben ist. Die Photomultiplier, die sich nur wenige Meter vom Tokamak enfernt befinden, sind durch Bleigehäuse gegen den Einfluß harter Röntgenstrahlung abgeschirmt.

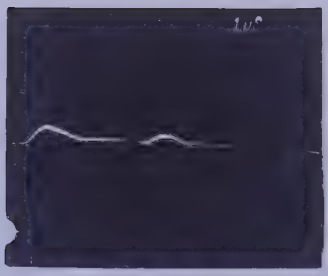
Die Bandbreite des verwendeten Differenzverstärkers im Oszillographen wurde auf einen Bereich von 10 kHz bis etwa 1 MHz eingestellt, so daß einerseits eine ausreichende Glättung der Signale erfolgte, andererseits der niederfrequente Hintergrundanteil unterdrückt wurde. Um Schwankungen in der Verstärkung des Multipliers PM_1 zu eliminieren, wird jedes Meßsignal U_S mit einem Referenzsignal U_N normiert, das durch den Puls einer Leuchtdiode (vom Pulsgenerator PG, etwa 1 µs Dauer) vor dem Multiplier bereitgestellt wird. Neben dem Ausgleich von Verstärkungsschwankungen, die durch das starke Hintergrundlicht oder auch durch Magnetfelder auftreten können, hat dieses Verfahren weiter den Vorteil, daß die Hochspannung des Multipliers und die Empfindlichkeit am Oszillographen unabhängig von der Kalibrierung der Anordnung geeignet eingestellt werden können. Das Diodensignal wird wenige Mikrosekunden nach jedem Laserpuls ausgelöst. Innerhalb dieser Zeitspanne bleibt der Verstärkungsfaktor des Multipliers konstant. Durch geeignete Ansteuerung des "z"-Eingangs am Oszillographen (über die Photodiode PD_1 bzw. über eine Abzweigung vom Pulsgenerator PG) werden Meß- und Referenzsignal durch größere Helligkeit aus dem Schirm gegenüber dem Untergrund hervorgehoben (siehe auch Abb. 4.4).

Zur Auslösung des Lasers und des Oszillographen zu einem vorgegebenen Zeitpunkt während der Entladung dient ein Signal, das vom Mikroprozessorsystem von UNITOR geliefert wird. Wegen der im Vergleich zur Entladungsdauer (50 ms) hohen Repetitionszeit des Lasers, ist nur jeweils ein Meßzeitpunkt pro Entladung möglich. Ein Monitorsignal, das von der Photodiode PD_2 aufgenommen wird, wird auf die analoge Datenerfassungsanlage von UNITOR gegeben, um die Lage des Meßzeitpunktes im Vergleich zu anderen Diagnostiksignalen (z. B. Plasmastrom, H_α-Emission) festzuhalten.

4.2 Auswertung der Signale

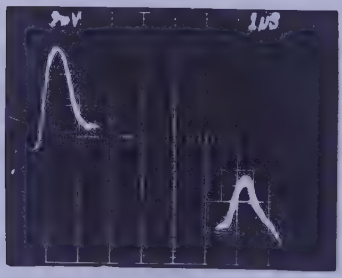
Wir betrachten zunächst das in der Regel angewendete Meßverfahren, bei dem der zweite Multiplier PM_2 nicht beleuchtet wurde. In Abb. 4.4a ist eine Aufnahme des Meßsignals zu sehen, bei welcher der niederfrequente Anteil nicht unterdrückt wurde. Man erkennt auf dem Untergrundanteil von 60 mV nur schwach das Streusignal (erstes Maximum) von wenigen mV Höhe. Dieses Verhältnis von Signal zu Hintergrund entspricht der in Kap. 3.3.2 gegebenen

a)



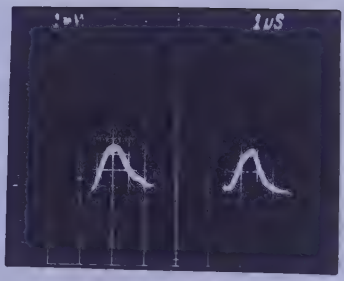
U_S+U_F U_N

b)



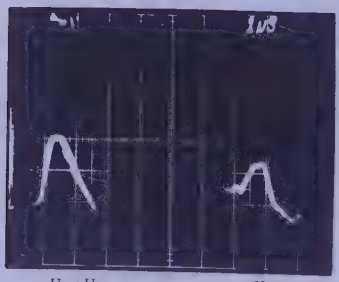
U_S+U_F U_N

c)



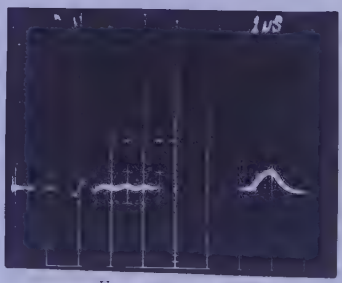
U_{F1} U_{N1}

d)



U_S+U_F U_N

e)



U_{F1} U_{N1}

Abb. 4.4 Streusignale, Falschlicht und Referenzpuls:

a) Ohne Hochpaßfilter, mit Plasma, 20 mV/div

b) Mit Hochpaßfilter, mit Plasma, 2 mV/div

c) " , ohne Plasma, 1 mV/div

d) " , mit Plasma, Differenzmessung, 2 mV/div

e) " , ohne Plasma, Differenzmessung, 2 mV/div

Zeitbasis für alle Oszillogramme: 1 µs/div

Abschätzung. Bei Verwendung des 10 kHz -Hochpaßfilters ist eine bessere Darstellung von Signal und Referenzpuls möglich (Abb. 4.4b). Das zugehörige Falschlichtsignal ist in Abb. 4.4c wiedergegeben. Wie aus der Höhe des Referenzpulses ersichtlich ist, nimmt die Verstärkung des Multipliers bei Beleuchtung mit Plasmalicht zu.

In Abb. 4.4d wurde das Falschlicht mit Hilfe des zweiten Multipliers kompensiert und es erscheint das reine Streusignal. Es zeigte sich jedoch, daß sich Falschlicht und Hintergrund nicht gemeinsam kompensieren lassen und daß der erforderliche Spannungsabgleich des zweiten Multipliers stark vom Meßort abhängig ist. Überdies lassen sich unterschiedliche Verstärkungsschwankungen der beiden Multiplier nicht in einfacher Weise durch Referenzsignale ausgleichen. Daher wurde diese Methode nicht weiter eingesetzt.

In Abb. 4.5 ist veranschaulicht , wie die Impulshöhen der Signale im Normalfall (vgl. Abb. 4.4c) abgelesen wurden. Aus den so bestimmten Größen ergibt sich das normierte H_α-Fluoreszenzsignal zu

$$\left(\frac{U_S}{U_N}\right)_H = \frac{U_S + U_F}{U_N} - \frac{U_{F1}}{U_{N1}} \quad \text{wegen} \quad \frac{U_{F1}}{U_{N1}} = \frac{U_F}{U_N} \quad \text{(konstantes Falschlicht)} \tag{4.1}$$

Die beim vorliegenden Experiment nachweisbare kleinste Dichte n_2^{min} ist, anders als bei der Abschätzung in Kap. 3.3.2, vor allem durch Schwankungen in der Höhe des Falschlichtes begrenzt. Aufgrund der guten Reproduzierbarkeit der Laserpulsenergie konnten aber noch Meßsignale bis zu etwa einem Zehntel des Falschlichtanteils nachgewiesen werden. Die so erzielte Empfindlichkeit lag bei $n_2^{min} = 5 \cdot 10^6\ cm^{-3}$.

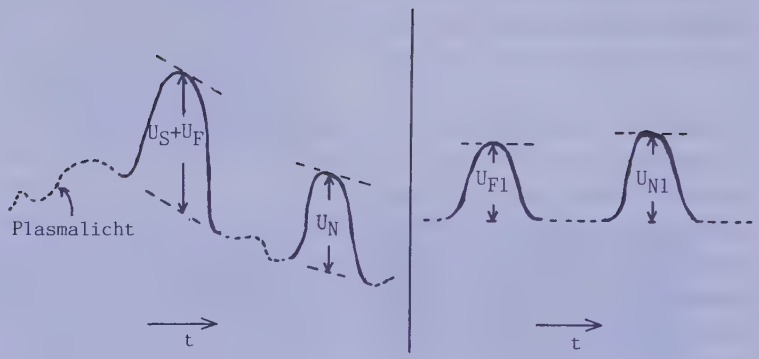


Abb. 4.5 Prinzip der Signalauswertung
U_S = Streusignal, U_F = Falschlicht, U_N = Normpuls,
U_{F1} = Falschlicht ohne Plasma, U_{N1} = Normpuls ohne Plasma

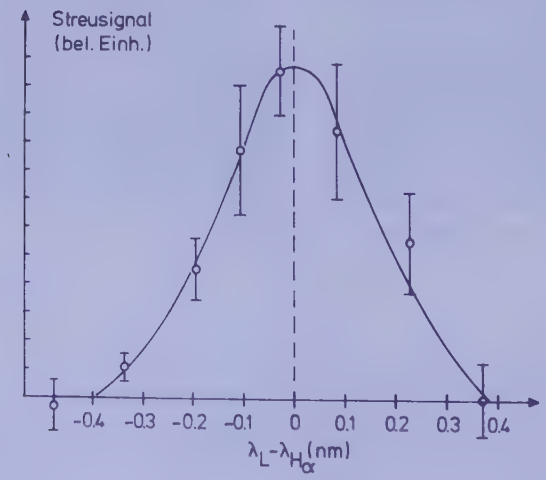


Abb. 4.6 Abhängigkeit des Streusignals von der zentralen Laserwellenlänge
(bei x = 8 cm, y = 0)

4.3 Eigenschaften des Fluoreszenzlichtes

Um das gemessene Streulicht als Resonanzfluoreszenz zu identifizieren, wurden folgende Eigenschaften untersucht:

- Verhalten bei Verstimmung der Laserwellenlänge,
- Depolarisation im Sättigungsfall,
- Abhängigkeit von der Laserleistung (Sättigung).

Beim Durchstimmen der Laserwellenlänge ergibt sich ein maximales Signal bei der H_α-Wellenlänge (Abb. 4.6). Das erhaltene Profil ist durch Sättigungseffekte gegenüber der 0.2 nm breiten Laserlinie verbreitert, während der Dopplereffekt hier (bei $T_H \approx 10$ eV) noch keine Rolle spielt (vgl. Kap. 3.3.2). Eine Bestimmung der Neutralteilchentemperatur mit Hilfe derartiger Messungen würde eine wesentlich schmalbandigere Anregung erfordern.

Die Depolarisation des Streulichts im Sättigungsfall wurde ebenfalls nachgewiesen.

Bei einer Abschwächung der Laserenergie ergibt sich eine typische Sättigungskurve, wie in Abb. 4.7 gezeigt ist. Nähert man die Abhängigkeit zwischen Streusignal I_S und Laserenergie E_L durch eine Kurve an der Form

$$I_S(E_L) \sim \frac{E_L}{E_L + E_L^S} \quad , \tag{4.2}$$

so erhält man eine Sättigungsleistungsdichte pro Wellenlängeneinheit von

$$I_\lambda^S = \frac{E_L^S}{\Delta\lambda_L \, A_L \, t_L} = 651 \ \text{W cm}^{-2} \, \text{Å}^{-1}. \tag{4.3}$$

Dies entspricht der in Kap. 3.3.2 hergeleiteten Größenordnung. Eine genaue Übereinstimmung mit (3.26) ist nicht zu erwarten, da sich durch das spektrale Profil und die Modenstruktur des Lasers größere Abweichungen ergeben können. Das Vorliegen der Sättigung wurde für verschiedene Meßorte im Plasma überprüft. Die dazu erforderlichen Laserleistungen waren kaum unterschiedlich. Die Bedingung $\Delta\lambda_L >$ Dopplerbreite ist im Plasmazentrum nicht mehr ganz erfüllt, jedoch reichte die Laserleistung in den Flanken der Linie noch zur Sättigung aus.

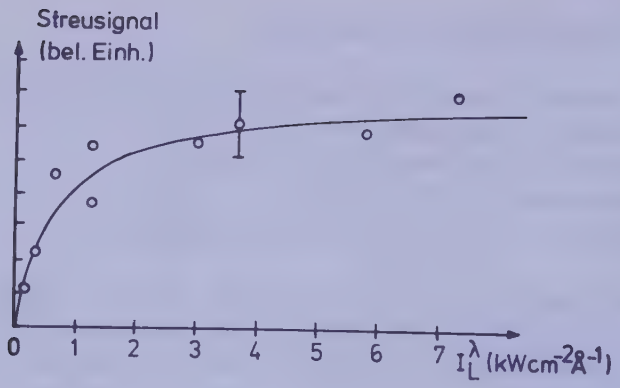


Abb. 4.7 Abhängigkeit des Streusignals von der Laserintensität (bei x = 8.5 cm, y = 0)

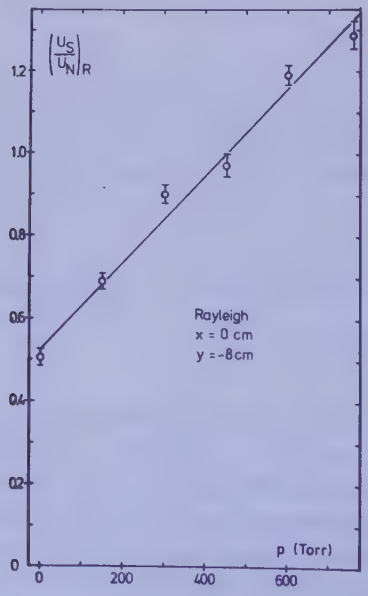


Abb. 4.8 Druckabhängigkeit der Rayleigh-Streuung

4.4 Kalibrierung

Die Meßanordnung läßt sich mit Hilfe von Rayleigh-Streumessungen an Stickstoff kalibrieren. Das Rayleigh-Streusignal hängt dabei linear vom Stickstoffdruck ab (siehe Abb. 4.8). Der Achsenabschnitt gibt hier die Höhe des Falschlichtanteils an. Auch die Rayleigh-Signale werden mit dem Referenzpuls normiert. Für die so erhaltenen Meßwerte gilt:

$$\left(\frac{U_S}{U_N}\right)_R = (Z_R \, \Delta\Omega \, V_R \, f_R) \cdot C \qquad (4.4)$$

Z_R ist dabei die pro Volumen, Zeit und Raumwinkel unter 90° gestreute Photonenzahl im Maximum des Laserpulses. $\Delta\Omega$ bezeichnet den erfaßten Raumwinkel ($\ll 2\pi$) und V_R das Streuvolumen. Ein Korrekturfaktor f_R beschreibt die Wirkung des Tiefpaßfilters im Oszillographen. Er ist definiert als das Verhältnis des registrierten Signalmaximums zum Maximum eines Eingangssignals mit der Pulsform des Lasers. Ein Proportionalitätsfaktor C ist schließlich für die Wirkung der übrigen optischen und elektrischen Übertragungsglieder einzusetzen.

Weiter kann man für die Photonenflußdichte Z_R schreiben:

$$Z_R = n_{N2} \, \sigma \, \frac{E_L \, \lambda}{h \, c^2 \, A_L \, t_L} \qquad (4.5)$$

Dabei ist n_{N2} die numerische Dichte des molekularen Stickstoffs und σ bezeichnet den differentiellen Rayleigh-Streuquerschnitt bei der H_α-Wellenlänge. Der Bruch in (4.5) ist die pro Zeit- und Flächeneinheit im Pulsmaximum eintreffende Photonenzahl des Lasers. t_L bedeutet hier die zeitliche Halbwertsbreite des Pulses, da dieser durch ein Dreiecksprofil angenähert werden kann. Mit Hilfe der Beziehung
$\sigma = \pi^2 \, (\mu^2 - 1) \, n_{N2}^{-2} \, \lambda^{-4}$ /79/ und dem bekannten Wert des Brechungsindex μ bei λ_{H_α} (/80/, bei 0 °C und 760 Torr) berechnet sich
$\sigma = 2.617 \cdot 10^{-32} \, m^2$.

Bei Resonanzstreuung gilt analog zu (4.4):

$$\left(\frac{U_S}{U_N}\right)_H = (Z_H \, \Delta\Omega \, V_H \, f_H \, T_{PF}) \cdot C \qquad (4.6)$$

Wegen des Einflusses der Sättigungseffekte sind Streuvolumen V_H und Korrekturfaktor f_H im allgemeinen von V_R bzw. f_R zu unterscheiden.

T_{PF} bezeichnet die Transmission des Polarisationsfilters, das bei der Rayleigh-Streuung entfernt wurde. Die Photonenflußdichte Z_H kann bei ausreichender Sättigung während des Fluoreszenzpulses als konstant angesehen werden, so daß f_H für ein stufenförmiges Eingangssignal zu definieren ist. Lediglich das Verhalten am Ende des Pulses ist wegen des langsamen Abklingens der Laserleistung nur schwer zu erfassen. Dieses Abklingverhalten hat jedoch keinen Einfluß auf die gemessene Signalhöhe, da die Ansprechzeit des verwendeten Tiefpaßfilters (nach 0.4 µs werden 90 % der Signalhöhe erreicht) kürzer als die Dauer der Sättigung (1 µs) ist.

Bei nicht zu hohen Magnetfeldern ist die Winkelverteilung der im Sättigungsfall emittierten Fluoreszenzstrahlung isotrop. Mit (3.22) und (3.27) gilt daher in der Nähe der Sättigung ($S^* > 1$):

$$Z_H = n_3^H A_{32}^H = \frac{n_2^H}{\alpha(n_e,T_e)} \frac{A_{32}^H}{4\pi} \frac{S^*}{S^*+1} \qquad (4.7)$$

Aus den Gleichungen (4.4)-(4.7) folgt die Auswerteformel zur Bestimmung von n_2 aus dem Meßsignal $(U_S/U_N)_H$:

$$n_2 = \left(\frac{U_S}{U_N}\right)_H \frac{1}{\alpha(n_e,T_e)} \frac{n_{N2}}{(U_S/U_N)_R} \frac{E_L}{t_L A_L} \frac{4\pi\sigma}{A_{32}^H h c} \frac{1}{T_{PF}} \frac{V_R}{V_H} \frac{S^*}{S^*+1} \frac{f_R}{f_H} \qquad (4.8)$$

Der dritte Faktor auf der rechten Seite dieser Gleichung wird in einem Rayleigh-Experiment als Steigung einer Geraden wie in Abb. 4.8 bestimmt. Der vierte Faktor bezeichnet die für die Rayleigh-Streuung eingesetzte Laserintensität, während der fünfte Term nur Konstanten enthält. Die drei letzten Terme sind Korrekturen der Sättigungseffekte. Es gilt hier $(V_R/V_H)(S^*/(S^*+1)) \approx 1$ (siehe Kap. 4.5) und $f_R/f_H = 0.87$.

Die Kalibrierung mußte für verschiedene Meßorte im Entladungsgefäß durchgeführt werden, da die Größe des Streuvolumens und die Transmission des Beobachtungsfensters ortsabhängig waren. Die geringfügige Ortsabhängigkeit des Strahlquerschnitts A_L wurde ebenfalls berücksichtigt.

4.5 Fehlerbetrachtung

Die möglichen Fehlerquellen bei der Auswerteformel (4.8) und deren Ausmaß sind in Tabelle 4.2 angegeben. Die dominierenden Fehlereinflüsse ergeben sich aus den statistischen Schwankungen bei der Fluoreszenzmessung (1), aus der Bestimmung der Laserleistungsdichte (6) sowie aus dem Einfluß der Sättigungseffekte (10),(11). Dazu sind noch einige Erläuterungen notwendig:

- Das Ausmaß der statistischen Fehler bei der Resonanz- und Rayleigh-Streuung (1),(5) hängt von der Zahl der Messungen ab. Bei der Resonanzstreuung wurden pro Meßort und -zeitpunkt etwa 6 Meßwerte aufgenommen. Der Fehlerbereich von 20 % (Standardabweichung des Mittelwertes) stellt einen typischen Wert dar. Im Einzelfall ergaben sich kleinere oder größere Schwankungen.

- Die Fehlerangabe von 5 % (6) für die Genauigkeit des verwendeten Thermopile-Detektors beruht auf der Tatsache, daß dieser Detektor durch Vergleich mit einem anderen Laserenergiemeßgerät bekannter Empfindlichkeit kalibriert werden mußte. Der dabei mögliche Meßfehler betrug 5 %.

- Bei den auftretenden Sättigungsparametern von etwa 10 kann sich der effektive Strahldurchmesser des Lasers für die Resonanzstreuung schätzungsweise um bis zu 5 % verbreitern, so daß die Annahme $V_R/V_H = 1$ um bis zu 10 % zu hoch liegt. Auf der anderen Seite ergibt sich durch die unvollständige Sättigung ein um etwa 10 % kleineres Streusignal als bei der Auswertung angenommen wird. Diese beiden gegenläufigen Fehlerquellen (10) und (11) können zu einem gemeinsamen möglichen Fehler von $\pm$10 % zusammengefaßt werden.

Unter Berücksichtigung aller angegebenen Fehler erhält man einen möglichen Größtfehler von einem Faktor 2 bzw. 1/2 für die Besetzungsdichte n_2^H. Der wahrscheinliche relative Fehler beträgt bei quadratischer Fehleraddition etwa $\pm$30 %.

Tabelle 4.2: Fehlereinflüsse bei der H_α-Resonanzstreuung

Nr.	Faktor in (4.8)	rel. Fehler	Fehlerursache
(1)	$(U_S/U_N)_H$	$\pm$ 20 %	Detektorrauschen, Hintergrundfluktuationen, Falschlichtschwankungen, Ableseungenauigkeit, Reproduzierbarkeit der Entladungen
(2)	U_N	$\pm$ 5 %	Konstanz der LED-Pulse
(3)	$\alpha(n_e,T_e)$	$\pm$ 5 %	Modellfehler (vgl. Kap. 3.3.1)
		$\pm$ 5 %	Fehler in n_e und T_e
(4)	n_{N2}	$\pm$ 2 %	Fehler bei Druck- und Temperaturmessung
(5)	$n_{N2}/(U_S/U_N)_R$	$\pm$ 5 %	Statistik bei der Rayleigh-Streuung
(6)	E_L	$\pm$ 5 %	Statistik bei der Messung von E_L
		$\pm$ 5 %	Genauigkeit des Detektors
		$\pm$ 4 %	Fehler bei der Transmissionsmessung von Prisma P_1 und Eintrittsfenster
(7)	t_L	$\pm$ 5 %	Statistik bei der Messung von t_L
(8)	A_L	$\pm$ 5 %	Strahldurchmesser auf 2.5 % genau gemessen
(9)	T_{PF}	$\pm$ 3 %	Fehler bei der Transmissionsmessung des Polarisationsfilters

Tabelle 4.2 (Fortsetzung)

(10)	V_R/V_H	- 10 %	$V_R < V_H$ wegen Sättigung
(11)	$S^*/(S^*+ 1)$	+ 10 %	bei unvollständiger Sättigung
(12)	f_R/f_H	$\pm$ 3 %	Fehler bei Bestimmung der Größen f_R, f_H am Oszillographen
(13)	A_{32}^H	$\pm$ 1 %	nach /92/

5. Durchführung der CrI-Resonanzfluoreszenzmessung

Die Beschreibung des Meßverfahrens zum Chromnachweis ist wegen der vielen Gemeinsamkeiten mit dem H_α-Experiment kürzer gefaßt. Wichtige Unterschiede im Aufbau und bei der Auswertung ergeben sich jedoch aus der Tatsache, daß jetzt mit einem wesentlich kürzeren Laserpuls angeregt wird.

5.1 Experimenteller Aufbau

5.1.1 Laser und Einstrahloptik

Den Aufbau des Experiments zeigt Abb. 5.1. Der hier verwendete Farbstofflaser (Lambda FL 1000) wird von einem Stickstofflaser gepumpt. Die Daten dieses Lasersystems sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Tabelle 5.1

Repetitionszeit:	≥ 10 ms
Farbstoff:	Coumarin 120
Longitudinalmodenabstand:	$2.3 \cdot 10^{-4}$ nm bei $\lambda = 429$ nm
Pulsenergie:	$E_L \leq 2$ µJ
Pulsdauer:	$t_L \leq 5$ ns
Spektrale Halbwertsbreite:	$\Delta\lambda_L = 0.1$ nm
Polarisation:	vertikal

Die Einstellung der Laserwellenlänge erfolgte auch hier mit Hilfe eines Spektrographen mit Vielkanalanalysator. Da derselbe Spektrograph zur Spektroskopie an UNITOR eingesetzt wird /81/, konnte die CrI-Emissionslinie bei 429 nm, die aus vertikaler Beobachtungsrichtung aufgenommen wurde, unmittelbar als Wellenlängenreferenz dienen.

Die Einstrahloptik ist ähnlich wie bei der H_α-Anregung aufgebaut. Es wird hier aber mit einem kleineren Strahldurchmesser (2.6 mm) gepumpt, um die benötigte Intensität und ein ausreichendes räumliches Auflösungsvermögen zu erzielen. Eine Messung des radialen Intensitätsprofils im Laserstrahl ist in Abb. 5.2 zu sehen. Eine $\lambda/2$-Platte sorgt für die richtige Polarisation, die in toroidaler Richtung verläuft. Der Strahl-

verlauf im Vakuumgefäß ist durch rechteckige Brewsterfenster geführt, um eine horizontale Verschiebung des Meßortes zu ermöglichen. Die Fensterflansche sind von innen geschwärzt und mit scharfkantigen Schlitzblenden versehen, um das Eindringen von Falschlicht zu unterbinden.

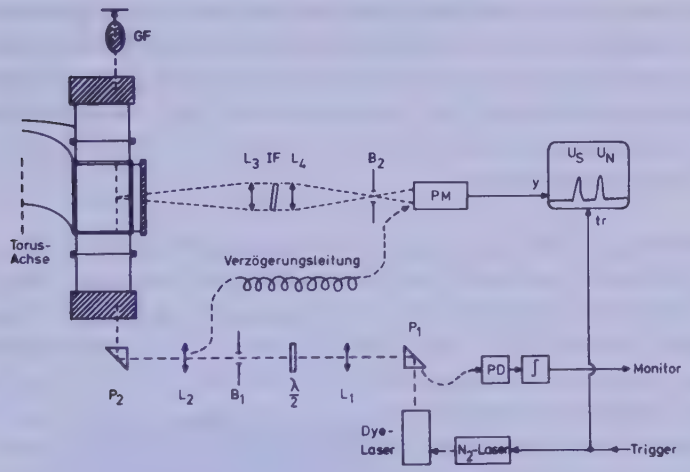


Abb. 5.1 Aufbau zur CrI-Resonanzfluoreszenz

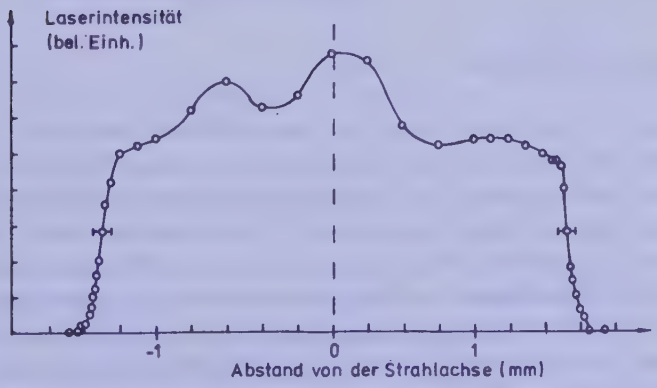


Abb. 5.2 Radiales Intensitätsprofil im Laserstrahl (Auflösung 0.05 mm)

5.1.2 Beobachtungsoptik und Signalerfassung

Das Streuvolumen wird mit den Linsen L_3 (f_3 = 50 cm) und L_4 (f_4 = 30 cm) auf die Blende B_2 abgebildet, wobei sich Laserstrahl und Blende in den Brennebenen von L_3 bzw. L_4 befinden. Eine horizontale Verschiebung des Meßortes kann ohne Veränderung des Abbildungsmaßstabs durch Versetzen von L_3 korrigiert werden. Die genaue Form des Streuvolumens ergibt sich als Durchschnitt zweier Zylinder mit 2.6 mm (Laser) bzw. 3.3 mm (abgebildeter Bereich) Durchmesser. Ein Interferenzfilter (IF) (volle Halbwertsbreite 0.6 nm, Durchmesser 5 cm) kann auf die drei Wellenlängen des CrI-Tripletts abgestimmt werden.

Zur Normierung der Multipliersignale dient nun ein Monitorpuls, der über einen Lichtleiter um etwa 160 ns verzögert nach dem Streusignal eintrifft. Dieses Signal erfüllt außerdem die Funktion einer Zeitmarke beim Ablesen der Signale (siehe Kap. 5.2). Die Bandbreite des Verstärkers im Oszillographen beträgt jetzt wahlweise 20 MHz oder 100 MHz. Mit Hilfe der Photodiode PD und eines integrierenden Verstärkers wird außerdem die jeweilige Pulsenergie E_L des Lasers registriert. Die Absolutkalibrierung dieser Energiemessung erfolgte mit Hilfe des Thermopiledetektors, der vor dem Prisma P in den Strahlengang gesetzt wurde. Wegen der relativ geringen Laserenergie wurden dazu etwa 100 Pulse (mit einer Frequenz von 100 Hz) auf dem Thermopile aufsummiert.

5.2 Auswertung der Signale

In der Regel wurden die Meßsignale mit einer Bandbreite von 20 MHz registriert. Abb. 5.3 zeigt eine Aufnahme eines solchen Signals zusammen mit dem Monitorpuls. Die Signalhöhe U_S gegenüber dem Untergrund wurde stets zu einem festen Zeitpunkt (160 ns) vor dem Maximum des Monitorpulses U_M abgelesen. Dieser Ablesezeitpunkt entspricht der Maximalstelle des Streusignals, die bei stark verrauschten Signalen ohne Hilfe einer Zeitmarke nicht eindeutig erkennbar wäre. Bedingt durch die höhere Zahl von Streuzentren im Vergleich zur H_α-Messung ist bei dem hier betrachteten Experiment der Falschlichtanteil vernachlässigbar. Auch der Untergrund der CrI-Linienstrahlung ist vergleichsweise kleiner. Wegen

der niedrigeren Photonenzahl infolge der kürzeren Pulslänge tritt dafür jetzt ein größerer Rauschanteil auf. Die erreichte Meßempfindlichkeit lag bei $n_I^{Cr} = 10^9\ cm^{-3}$.

Da das Monitorsignal der Laserpulsenergie proportional ist, das Resonanzstreusignal bei Sättigung aber nicht, wird das Monitorsignal U_M seinerseits mit der jeweiligen Laserenergie E_L normiert, um Leistungsschwankungen des Lasers auszugleichen. Als Maß für die Dichte n_I^{Cr} dient somit die Größe:

$$I_S^{Cr} = \left(\frac{U_S}{U_M/E_L}\right)_{Cr} \sim n_I^{Cr} \qquad (5.1)$$

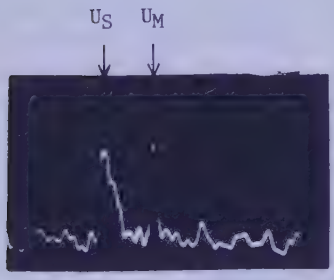


Abb. 5.3 CrI-Fluoreszenzsignal und Monitorsignal
100 mV/div, 100 ns/div

5.3 Eigenschaften des Fluoreszenzlichtes

Wie bereits aus Abb. 5.3 zu ersehen ist, dauert das Fluoreszenzsignal erheblich länger als das dem Laserpuls proportionale Monitorsignal. Abb. 5.4 zeigt den Verlauf des Fluoreszenzsignals in Tokamakentladungen nach Registrierung mit größerer Bandbreite (100 MHz) im Vergleich zum Verlauf des Laserpulses (Rayleigh-Streusignal in Stickstoff). Beide Signale wurden aus Oszillogrammen von 6 Einzelmessungen gemittelt, um

den Rauschanteil zu verringern. Die zeitliche Korrelation der Meßpunkte erfolgte mit Hilfe des Monitorpulses. Der Anstieg des Streusignals und genaue Verlauf des Laserpulses konnten nicht zeitlich aufgelöst werden, jedoch reicht die Zeitauflösung (etwa 6 ns) aus, um zu zeigen, daß während der abfallenden Phase der Fluoreszenz der Laserpuls praktisch beendigt ist. Bei Annahme schon relativ kleiner Sättigungsparameter im Pulsmaximum (siehe unten) kann man davon ausgehen, daß während dieses Abfalls die Pumprate vernachlässigbar ist und nur spontaner Zerfall beobachtet wird entsprechend Glg. (3.10b). Eine logarithmische Auftragung (Abb. 5.4) ergibt eine gute Übereinstimmung der Zerfallszeit mit der spontanen Lbensdauer $1/A_{21}^{Cr}$ = 32 ns /77/.

Dieses Verhalten führt zu der wichtigen Schlußfolgerung, daß eine Entleerung des oberen Niveaus durch Stoßprozesse gegenüber den optischen Prozessen für die Dauer des Fluoreszenzpulses unter den Bedingungen am Plasmarand vernachlässigbar ist. Eine Kopplung der drei Niveaus des z^7P-Zustandes ist damit allerdings nicht ausgeschlossen, da die drei Übergangswahrscheinlichkeiten des Triplets z^7P-a^7S annähernd gleich sind /77/, so daß ein gekoppeltes System der drei Niveaus mit der gleichen Zeitkonstante zerfallen würde wie ein einzelnes Niveau. Da aber bei Anregung des 429nm-Übergangs keine Fluoreszenz auf den anderen beiden Linien (bei 425 nm und 427 nm) zu beobachten war, liegt eine solche Kopplung nicht vor und zur Auswertung der Messungen kann das in Kap. 3.2 beschriebene 2-Niveau-Modell verwendet werden.

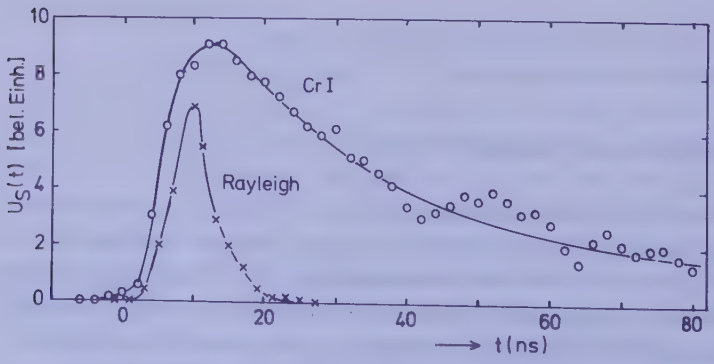


Abb. 5.4 Zeitverhalten von Fluoreszenzsignal und Laserpuls (= Rayleigh-Signal

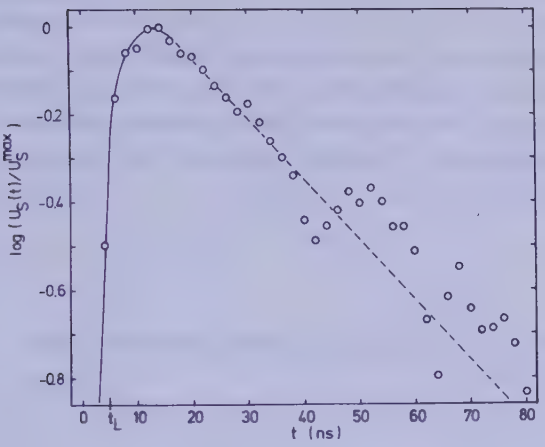


Abb. 5.5 Logarithmische Auftragung des Streusignals aus Abb. 5.4.
(- - - - -)= Theoretischer Verlauf mit der Zerfallszeit $1/A_{21}^{Cr}$.

Auch das Sättigungsverhalten bedarf einer genauen Untersuchung. Abb. 5.6 zeigt die Abhängigkeit des Streusignals von der Laserenergie. Bei den zum Vergleich eingezeichneten theoretischen Verläufen wurde der Laserpuls durch ein Rechtecksignal mit t_L = 5 ns angenähert:

- Kurve (1) zeigt den Verlauf der Größe S/(S+1) mit dem stationären Sättigungsparameter $S = (E_L/A_L\ t_L\ \Delta\lambda_L)/I_\lambda^S$ (A_L = 5.3 mm^2, $\Delta\lambda_L$ = 0.1 nm, I_λ^S = 601 W cm^{-2} Å^{-1} (siehe Kap. 3.2)). Diese Kurve entspricht dem Verlauf der stationären Besetzungsdichte n_2^{Cr} bei einem unendlich langen Laserpuls gleicher Leistung.
- Kurve (2) gibt den Verlauf der für $t = t_L$ erzielten Besetzung des oberen Niveaus an, also nach (3.10a):

$$n_2^{Cr}(t)/n_2^{Cr,s} = \frac{S}{S+1}\ (1 - \exp(-(S+1)\ A_{21}^{Cr}\ t_L)) \qquad (5.2)$$

- Kurve (3) ergibt sich aus der Größe $n_2^{Cr}(t)$ (nach (3.10)) durch Faltung mit der Impulsantwortfunktion f(t) des Detektionssystems und anschließender Bestimmung des Maximums der so erhaltenen Funktion. Der Verlauf dieser Kurve sollte den tatsächlichen Meßsignalen folgen, die in der Darstellung entsprechend normiert wurden.

Aufgrund der integrierenden Eigenschaften des Detektionssystems ist der Verla von Kurve (3) bei gegebenem E_L innerhalb weniger Prozent unabhängig von der Pulsform des Lasers, sofern $t_L \lesssim 5$ ns gilt, wie durch numerische Berechnungen bestätigt wurde. Die Übereinstimmung mit den Meßwerten ist gut. Die Messungen zur Dichtebestimmung wurden im Energiebereich $E_L = 1.4 \cdots 2$ µJ durchgeführt. Die dadurch gegebene Position auf Kurve (3) ist bei der Absolutauswertung zu berücksichtigen.

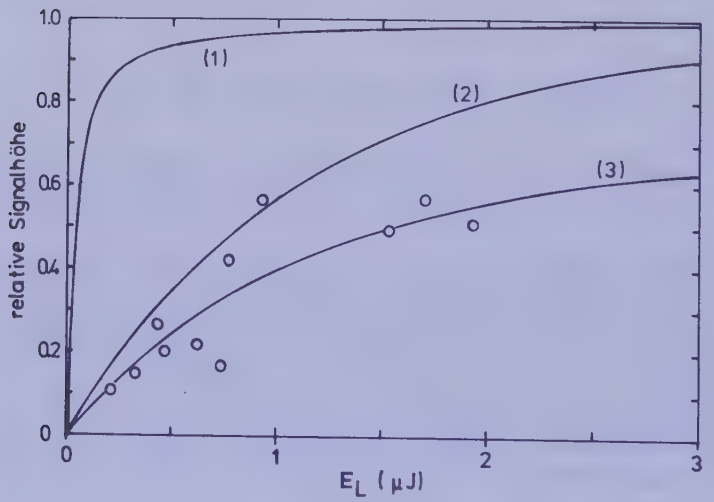


Abb. 5.6 Abhängigkeit des Fluoreszenzsignals von der Laserenergie (Meßpunkte) und Vergleich mit theoretischen Ergebnissen (Kurven (1) bis (3)). Erklärung siehe Text.

5.4 Kalibrierung

Auch hier wird die Rayleigh-Streuung zur Kalibrierung eingesetzt. Abb. 5.7 zeigt die Druckabhängigkeit des Rayleigh-Signals in Stickstoff. Wegen der erheblich geringeren Photonenzahl des Lasers ergeben sich jetzt größere statistische Schwankungen als bei dem blitzlampengepumpten Laser.

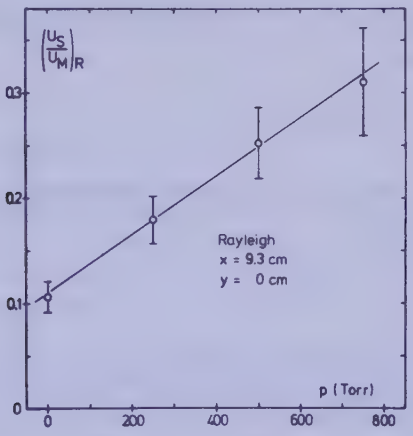


Abb. 5.7 Druckabhängigkeit der Rayleigh-Streuung bei $\lambda = 429$ nm.

Um die Signale von Rayleigh- und Resonanzstreuung vergleichen zu können, muß zunächst das Zeitverhalten des Detktionssystems etwas genauer betrachtet werden. Trifft ein beliebiges Photonensignal Z(t) (Photonen pro Zeiteinheit) auf die Photokathode des Multipliers, so läßt sich, Linearität vorausgesetzt, die am Oszillographen registrierte Spannung U(t) darstellen als

$$U(t) \sim \int_0^\infty Z(t - t')\, f(t')\, dt' \qquad (5.3)$$

Dabei ist f die Impulsantwortfunktion des Systems. Es gelte $\int_0^\infty f(t)\, dt = 1$. Bei Verwendung des 20 MHz-Tiefpaßfilters im Oszillographen läßt sich f in guter Näherung durch ein Dreiecksprofil mit einer Halbwertsbreite von $t_a = 19$ ns beschreiben. Im Maximum hat diese Funktion wegen des Normierung den Wert $f(t_a) = 1/t_a$.

Bei der Rayleigh-Streuung folgt das Streusignal dem Verlauf des Laserpulses und läßt sich daher wegen $t_L \leq 5$ ns im Vergleich zu t_a durch eine δ-Funkion annähern, so daß für die abgelesene Spannung $U(t) \sim f(t)$ gilt. Für die Zahl $Z_R(t)$ der gestreuten Photonen (pro Volumen, Raumwinkel und Zeit) gilt analog zu (4.5):

$$\int Z_R(t)\, dt = n_{N2}\, \frac{\sigma E_L \lambda}{h\, c^2\, A_L} \quad , \tag{5.4}$$

und mit den Bezeichnungen in (4.4) hat man für das im Maximum abgelesene normierte Rayleigh-Signal:

$$\left(\frac{U_S}{U_M/E_L}\right)_R = \left(\int Z_R\, dt\, \Delta\Omega\, V_R\, f(t_a) \right) \cdot C \tag{5.5}$$

Die Zahl der Fluoreszenzphotonen (pro Volumen, Raumwinkel und Zeit) ist andererseits gegeben durch

$$Z_{Cr}(t) = n_2^{Cr}(t)\, \frac{A_{21}^{Cr}}{4\pi} \quad , \tag{5.6}$$

wobei $n_2^{Cr}(t)$ nach Gl. (3.10) eingesetzt wird. Für das im Maximum abgelesene Fluoreszenzsignal ergibt sich dann unter Berücksichtigung der Beziehung (5.3):

$$\left(\frac{U_S}{U_M/E_L}\right)_{Cr} = \left(n_{2,s}^{Cr}\, \frac{A_{21}^{Cr}}{4\pi}\, \Delta\Omega\, V_{Cr}\, f_{Cr}\, T_{IF} \right) \cdot C \tag{5.7}$$

Der Proportionalitätsfaktor C ist derselbe wie in (5.5). Die Transmission T_{IF} des Interferenzfilters erscheint hier, da das Filter bei der Rayleigh-Streuung aus Intensitätsgründen entfernt werden mußte. Der Faktor f_{Cr} ist definiert als:

$$f_{Cr} = \frac{1}{n_{2,s}^{Cr}}\, \max_t \int_0^\infty n_2^{Cr}(t - t')\, f(t')\, dt' \tag{5.8}$$

Diese Größe wurde numerisch bestimmt und kann bei gegebenem E_L aus Kurve (3) in Abb. 5.6 abgelesen werden. Für $E_L = 1.7$ µJ erhält man $f_{Cr} = 0.53$.

Mit Hilfe der Beziehung $n_I^{Cr} = 2.6 \cdot n_2^{Cr,s}$ (siehe Kap. 3.4.1) folgt aus (5.4)-(5.8) schließlich die Auswerteformel:

$$n_I^{Cr} = 2.6 \left(\frac{U_S}{U_M/E_L}\right)_{Cr} \frac{n_{N2}}{(U_S/U_M)R} \frac{1}{A_L} \frac{4\pi\sigma\lambda}{A_{21}^{Cr}\, h\, c} \frac{1}{T_{IF}} \frac{V_R}{V_{Cr}} \frac{1}{t_a\, f_{Cr}} \qquad (5.9)$$

Der differentielle Rayleigh-Querschnitt bestimmt sich nun für $\lambda = 429$ nm zu $\sigma = 1.49 \cdot 10^{-31}\ m^2$, wobei der Brechungsindex nach der Cauchy-Formel /82/ eingesetzt wurde. Das Volumenverhältnis V_R/V_{Cr} wurde wieder als 1 angenommen.

5.5 Fehlerbetrachtung

Die möglichen Fehler in Formel (5.9) sind wieder anhand einer Tabelle 5.1 zusammengestellt. Der Gesamtfehler ist größer als bei der H_α-Messung (Kap. 5.4), was vor allem durch die größeren statistischen Fehler bei der Rayleigh-Streuung bedingt ist. Außerdem ist hier die Übergangswahrscheinlchkeit nur auf 10 % genau bekannt. Eine Größtfehlerabschätzung ergibt eine mögliche Abweichung vom gemessenen Wert n_I^{Cr} um einen Faktor 2.7 nach oben und 0.32 nach unten. Der wahrscheinliche Fehler (quadratische Fehleraddition) beträgt etwa ± 36 %.

Tabelle 5.2 Fehlereinflüsse bei der CrI-Resonanzstreuung

Nr.	Faktor in (5.9)	rel. Fehler	Fehlerursache
(1)	Faktor 2.6	± 8 %	Zeeman-Aufspaltung (vgl. Kap. 3.4.1)
(2)	$(U_S\ E_L/U_M)_{Cr}$	± 20 %	Detektorrauschen, Hintergrundfluktuationen, Ableseungenauigkeit, Reproduzierbarkeit der Chromdichte
(3)	E_L/U_M	± 10 %	Konstanz der Beziehung E_L/Monitorhöhe
(4)	E_L	± 5 %	Statistik bei der Messung von E_L
		± 5 %	Genauigkeit des Detektors
		± 4 %	Fehler bei der Transmissionsmessung von Prisma und Eintrittsfenster
(5)	n_{N2}	± 2 %	Druck- und Temperaturmessung
(6)	$n_{N2}/(U_S/U_M)_R$	± 20 %	Statistik bei der Rayleigh-Streuung
(7)	A_L	± 4 %	Strahldurchmesser auf 2 % genau gemessen
(8)	T_{IF}	± 6 %	Fehler bei der Transmissionsmessung des Interferenzfilters
(9)	V_R/V_{Cr}	vernachlässigbar wegen geringer Sättigung	
(10)	f_{Cr}	± 3 %	Unsicherheit der Laserpulsform
		± 8 %	Einfluß von Laserenergieschwankungen
(11)	t_a	± 3 %	Meßgenauigkeit am Oszillograph
(12)	A_{21}^{Cr}	± 10 %	nach /77/

6. Ergebnisse der H_α-Resonanzfluoreszenzmessung

In diesem Kapitel sollen die Meßergebnisse der H_α-Resonanzfluoreszenz vorgestellt und diskutiert werden. Nach einer kurzen Charakterisierung der Entladungsparameter werden zunächst Messungen in Limiternähe besprochen. Dann wird das räumliche und zeitliche Verhalten des angeregten Wasserstoffs im gesamten Plasmaquerschnitt behandelt.

Bei den zum Vergleich angeführten theoretischen Ergebnissen handelt es sich um Berechnungen für die Dichten und Geschwindigkeitsverteilungen der Neutralteilchen (H, H_2) nach einem Monte-Carlo-Verfahren, wobei das Plasmaprofil (n_e und T_e) und die Verteilung der Neutralteilchenquellen an den Wänden vorgegeben wurden /15/. Zum Vergleich mit den Meßwerten wurden dabei die Dichten angeregter Niveaus mit dem erwähnten Stoß-Strahlungs-Modell /71,15/ ermittelt.

6.1 Plasmabedingungen

Abb. 6.1 zeigt den Verlauf von Plasmastrom und Elektronendichte bei den Parametern, die für die Messungen in diesem Kapitel gewählt wurden. Bei diesem Entladungstyp wird während der Entladung kein Wasserstoff nachgefüllt. Bedingt durch die Diffusion von H-Atomen in die Gefäßwände, nimmt die Elektronendichte während des Strompulses ab (vgl. Kap. 2.1.4). Die Anfangshöhe der Elektronendichte kann durch die Wahl des Wasserstoff-Fülldrucks p_0 beeinflußt werden. Bei den hier beschriebenen Messungen wurde meist $p_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ mbar gewählt, in einigen Fällen auch $7 \ldots 8 \cdot 10^{-4}$ mbar. Wie die Abbildung zeigt, unterscheiden sich die Elektronendichteverläufe für verschiedene Druckwerte im größten Teil der Entladung fast nicht.

Bei der Wahl des Meßzeitpunktes für räumliche Dichteprofile mußte beachtet werden, daß in der Anfangsphase der Entladung (bis etwa 3 ms nach der Zündung) starke Fluktuationen der H_α-Emission im MHz-Bereich die Meßgenauigkeit beeinträchtigten, während zu späteren Zeitpunkten die geringere Dichte zu größeren Meßfehlern führte. Der Zeitpunkt t = 4 ms erwies sich hinsichtlich der Meßgenauigkeit am günstigsten, so daß vor allem für

diesen Zeitpunkt eingehende Untersuchungen der räumlichen Wasserstoffverteilung vorgenommen wurden. Wie in Kap. 2.1.3 diskutiert, ist das Plasma zu diesem Zeitpunkt bereits voll entwickelt.

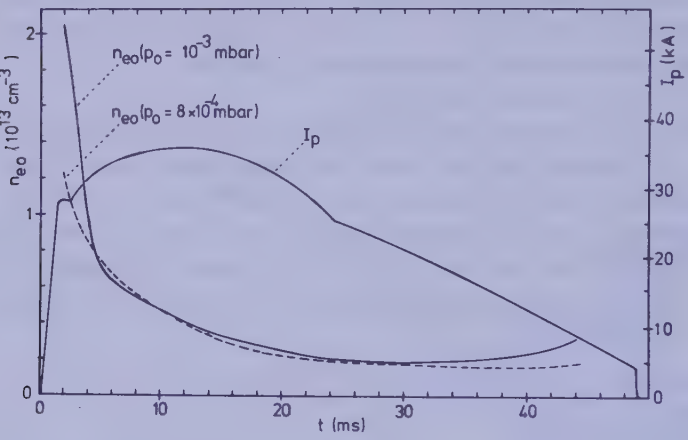


Abb. 6.1 Verlauf von Plasmastrom I_p und zentraler Elektronendichte n_{e0} (aus Mikrowelleninterferometrie /83/)

Die zur Auswertung benötigten Profile für die Plasmaparameter wurden wie folgt angesetzt:

$$n_e(x,y) = (n_{e0} - n_{eW})(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}) + n_{eW} \qquad (6.1a)$$

$$T_e(x,y) = (T_{e0} - T_{eW})(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2})^3 + T_{eW} \qquad (6.1b)$$

mit $n_{eW} = 10^{11}$ cm^{-3} und $kT_{eW} = 5$ eV.

Der Plasmaquerschnitt wird also als Ellipse mit den Halbachsen 2a (= 20 cm) und 2b (= 25 cm) angenommen. Die Form der Profile begründet sich aus Messungen mittels Mikrowelleninterferometrie /83/ und Thomson-Streuung /84/. Der Verlauf der Elektronentemperatur im Randbereich ist aus diesen Messungen allerdings nicht bekannt. Die Elektronentemperatur T_{eW} am Rand (etwa 5 eV) wurde daher aus den in Kap. 7.1 beschriebenen Messungen der Chromdichte abgeschätzt. Zur Bestimmung der Wasserstoffdichte n_2^H reicht die Genauigkeit, mit der n_e und T_e bekannt sind, im gesamten Plasmaquerschnitt aus.

6.2 Untersuchungen im Limiterbereich

In Abb. 6.2 sind Messungen vertikaler Dichteprofile des angeregten Wasserstoffs in der Nähe der äußeren Toruswand dargestellt. Bei diesen Messungen ergab sich das Problem, daß die Limiterzone durch das in toroidaler Richtung 4 cm breite Beobachtungsfenster unterbrochen wird, so der Fall bei der unteren Meßkurve. Um die dadurch gegebene Reduzierung der Neutralteilchenquelle auszugleichen, wurde bei einem Teil der Messungen die ursprüngliche Beobachtungsöffnung durch Edelstahlplatten derart geschlossen, daß die fehlende Limiterfläche ergänzt wurde (siehe Abb. 6.3). Die Fluoreszenzmessungen erfolgten in diesem Fall durch Beobachtungsspalte von 5 mm Höhe, deren Position auf der Abszisse in Abb. 6.2 eingezeichnet ist. Da der Abstand der Meßorte zur Wand (15 mm) größer als die Spaltöffnungen ist, kann diese Messung als eine gute Näherung der Verhältnisse vor dem lückenlosen Limiter gelten.

Beim Fehlen der Edelstahlplatten (untere Meßkurve) ist die gemessene Neutralteilchendichte um einen Faktor 3 reduziert. Dieser Effekt erlaubt die wichtige Schlußfolgerung, daß die vom Limiter kommenden H-Atome bzw. H_2-Moleküle den Hauptbeitrag zu der in Wandnähe beobachteten Neutralteilchendichte liefern. Ein Unterschied der lokalen Elektronendichten aufgrund unterschiedlicher Verunreinigungsdichten in den beiden gezeigten Fällen kommt als Ursache für den Effekt in dieser Größenordnung nicht in Betracht, wenn man beachtet, daß die Konzentration an Verunreinigungen am Plasmarand etwa 10 % beträgt (/81/ und Kap. 7.3) und diese dort vorwiegend neutral oder einfach ionisiert sind.

Weiter interessiert die vertikale Ausdehnung der Neutralteilchenquelle am Limiter. Dazu ist in Abb. 6.4 ein Vergleich zwischen Messung und dem Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung gezeigt /72/. Eine gute Übereinstimmung erzielt man bei Annahme einer toroidalen Neutralteilchenquelle an der Außenwand von 6 cm Höhe. Die Parameter der Rechnung waren $n_{e0} = 7 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}, $T_{e0} = 160$ eV. Ferner wurde ein in y-Richtung elongiertes und leicht nach außen verschobenes Elektronendichteprofil angesetzt.

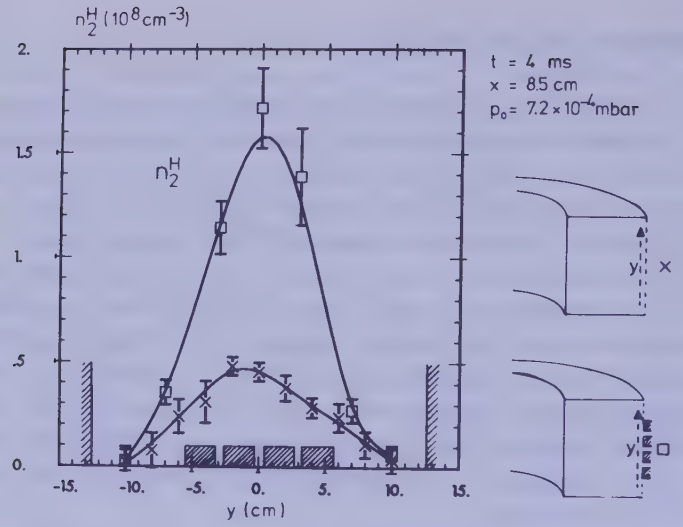


Abb. 6.2 Vertikale Dichteprofile angeregter H-Atome in Limiternähe

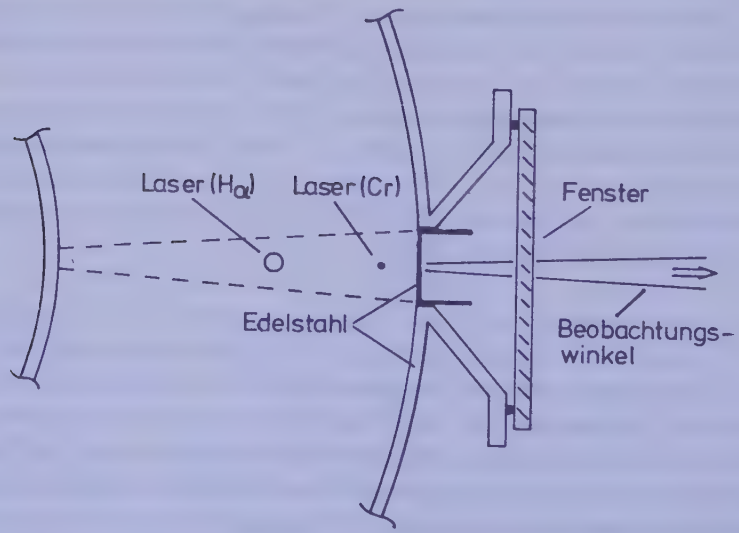


Abb. 6.3 Beobachtungsgeometrie in Aufsicht. Der Strahlquerschnitt des Lasers für den Chromnachweis ist zum Vergleich ebenfalls eingezeichnet.

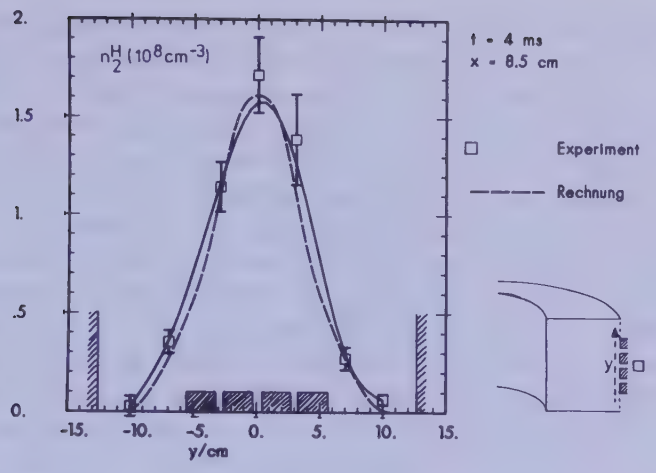


Abb. 6.4 Vergleich des vertikalen Dichteprofils in Limiternähe mit Ergebnissen der Monte-Carlo-Rechnung

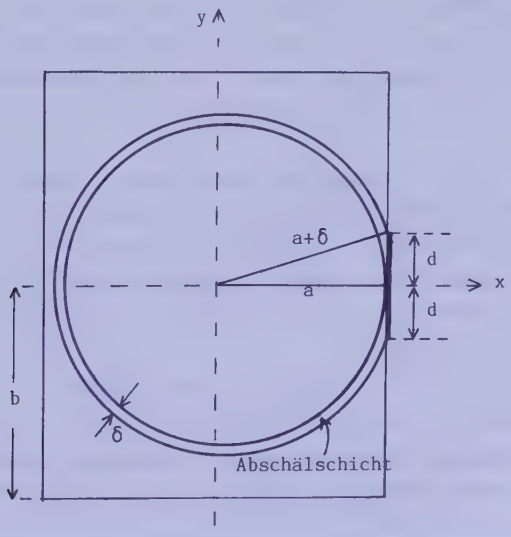


Abb. 6.5 Gefäßquerschnitt mit Lage von Hauptplasma, Abschälschicht und Limiter (schematisch).

Die Höhe der Lmiterzone und damit der Neutralteilchenquelle hängt mit dem Ausmaß der Abschälschicht zusammen, wie in Abb. 6.5 schematisch dargestellt ist. Diese Abschälschicht ist dadurch gekennzeichnet, daß im Gegensatz zum Hauptplasma die in ihr verlaufenden magnetischen Flußflächen nicht geschlossen sind, sondern die Wände schneiden. Nimmt man wie in Abb. 6.5 ein leicht nach außen verschobenes Plasma an, so berührt das Hauptplasma daher die Außenwand nur auf einer toroidalen Kreislinie, während sich das Abschälplasma in breitem Kontakt mit der Wand befindet. Plasmateilchen können aus dem Hauptplasma nur durch Diffusion senkrecht zu den magnetischen Feldlinien gelangen, innerhalb der sie auf den Limiter transportiert werden. Nimmt man weiter an, daß die Plasmadichte in der Abschälschicht nach außen hin über eine charakteristische Länge δ abfällt, so zeigt die vertikale Verteilung der Protonenflußdichte am Limiter eine charakteristische Breite 2d, die nach Abb. 6.5 gegeben ist durch

$$d = (2\, a\, \delta)^{1/2} \quad \text{für} \quad \delta \ll a \tag{6.2}$$

Wegen des Recyclings am Limiter sollte auch die Neutralteilchenquelle auf einem Saum der Höhe 2d auftreten. Mit a = 10 cm und 2d = 6 cm ergibt sich δ = 4.5 mm für die Dicke der Abschälschicht. Diese Abschätzung ist allerdings nicht sehr genau. Bei 2d = 8 cm, ein Wert,der ebenfalls mit den Messungen verträglich erscheint, erhält man bereits δ = 8 mm.

Die Teilchenbahnen innerhalb der Abschälschicht (genauer die "guiding center"-Bahnen) verlaufen helisch um den Plasmaschlauch herum, wie in Abb. 6.6 dargestellt ist. Plasma aus dem Bereich MM' bis 11' strömt auf den Limiterbereich 11', während die Teilchen aus MM' bis 22' sich im Mittel nach 22' bewegen. Die Länge der Helix zwischen MM' und 11' ist gegeben durch

$L = (\pi - \arctan\frac{d}{a})\, R\, q(a)$ unter Vernachlässigung der poloidalen Krümmung.

Mit dem Sicherheitsfaktor q(a)= 6 und d = 3 cm hat man L = 5.1 m .
Die Helix zwischen MM' und 11' verläuft dreimal um den großen Torusumfang. Diese Verhalten ist in der Abbildung "gestaucht" gezeigt.

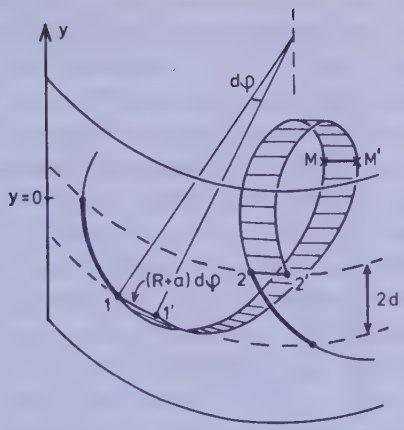


Abb. 6.6 Räumliches Verhalten der Teilchenbahnen in der Abschälschicht

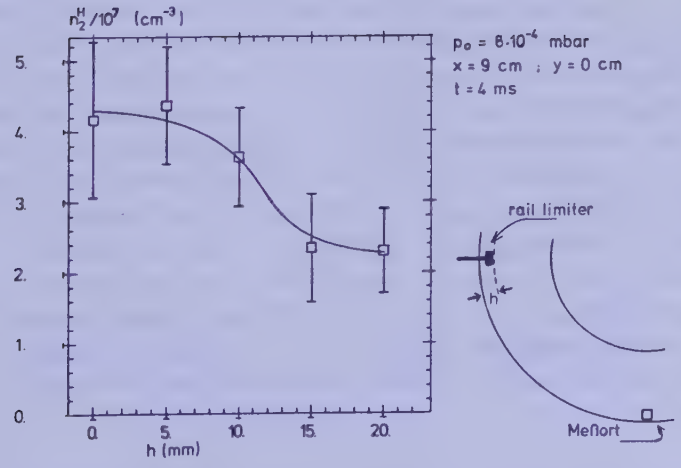


Abb. 6.7 Einfluß eines Rail-Limiters auf die Dichte n_2^H am Plasmarand

Das Abschälplasma wurde ergänzend noch in einer anderen Limiterkonfiguration untersucht. Neben der Standardentladung mit toroidalem Wandkontakt besteht an UNITOR auch die Möglichkeit, das Plasma durch zusätzlich eingebrachte sogenannte "Rail"-Limiter zu begrenzen /85/. Bei der Messung in Abb. 6.7 wurde der Einfluß der radialen Position eines solchen Limiters auf die Dichte angeregter H-Atome am Plasmarand untersucht. Wird der Limiter auf einen Abstand h von der Außenwand vorgeschoben (siehe Schemazeichnung in Abb. 6.7), so wird das Hauptplasma auf dem gesamten Torusumfang auf diesen Abstand von der Außenwand begrenzt. Im Vergleich zur Standardentladung erwartet man jetzt eine größere Dicke der Abschälschicht, da wegen des kleineren Plasmaradius und kleineren Limiterbereichs die Protonen weiter nach außen diffundieren können bevor sie Wand oder Limiter treffen. Bei den Messungen wurde der Limiter bis zu 2 cm vorgeschoben und es zeigt sich, daß die Dichte n_2^H am Meßort (siehe Zeichnung) dabei deutlich abnimmt. Man erkennt aber, daß im Limiterschatten bis zu einem Abstand von etwa 1 cm vom Plasmarand noch Elektronen und H-Atome vorhanden sind. Wegen des Laserstrahldurchmessers von 9 mm kann hier die Dicke der Abschälschicht nur grob geschätzt werden; sie beträgt etwa 1 cm. Ein ähnlicher Wert wird für den vergleichbaren Tokamak "Microtor" angegeben /86/.

Wir betrachten nun wieder die Standardentladung. Abb. 6.8 zeigt die horizontale Verteilung angeregter H-Atome. Wieder sind die beiden Fälle mit vollständigem und unterbrochenem Limiter zu sehen. In dem unterschiedlichen Verlauf der beiden Meßkurven zeigt sich abermals der lokale Einfluß des Limiters. Wird der Abstand vom Limiter dagegen größer als die Breite der Lücke am Beobachtungsfenster (4 cm) so verschwindet der Unterschied zwischen den beiden Kurven. Dieser Effekt beruht auf der breiten Winkelverteilung der am Limiter reflektierten und desorbierenden Neutralteilchen, so daß deren räumliche Verteilung in toroidaler Richtung "verschmiert" wird. Insbesondere ergibt sich daraus die Folgerung, daß Messungen im limiterfernen Plasmabereich ohne Fensterabdeckung durchgeführt werden können, was im Interesse der Nachweisempfindlichkeit (größerer Beobachtungswinkel und geringere Hintergrundstrahlung) vorzuziehen ist.

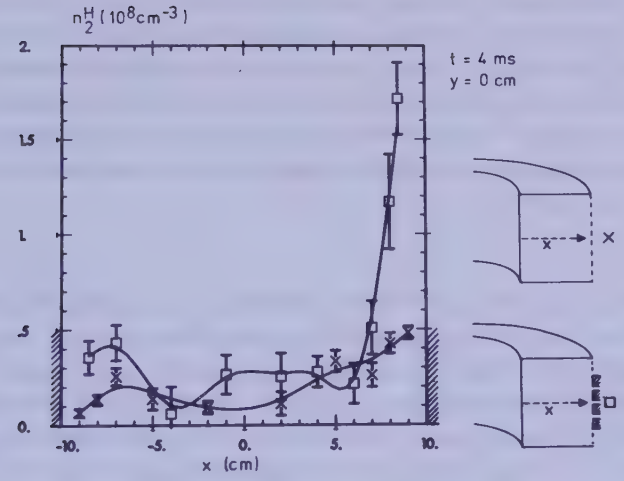


Abb. 6.8 Horizontale Verteilung angeregter H-Atome

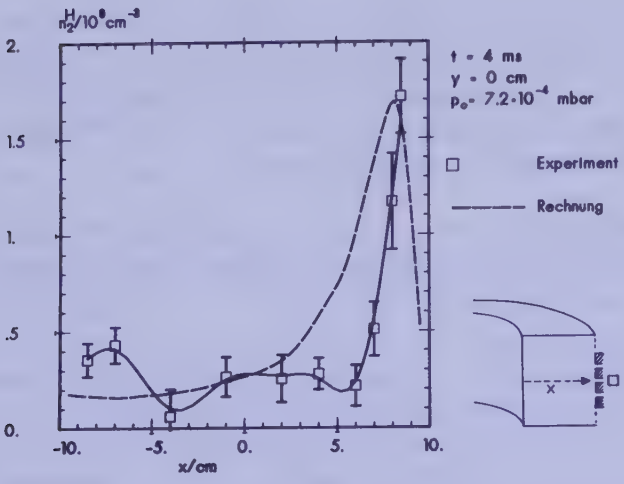


Abb. 6.9 Vergleich der horizontalen Verteilung von n_2^H mit Ergebnissen der Monte-Carlo-Rechnung

Wie die Messungen weiter erkennen lssen, liegt an der Innenwand (x = -10 cm) kein Plasma-Wand-Kontakt vor. Die leicht nach außen verschobene Plasmalage ist für die Stabilität der Entladung notwendig. Bei einem Kontakt an der Innenwand können nämlich schon sehr kleine Einbrüche im Plasmastrom zu Disruptionen führen, da bei dem mit einer Stromabnahme verbundenen Schrumpfen des Plasmaschlauches der Wandkontakt zunimmt /87/. Dies gilt besonders, da an UNITOR keine aktive Lageregelung besteht, sondern ein vorprogammiertes Vertikalfeld angelegt wird.

In Abb. 6.9 wird das horizontale Profil für n_2^H mit Monte-Carlo-Ergebnissen verglichen/72/.Die Parameter der Rechnung sind die gleichen wie in Abb. 6.4; es wird hier also eine toroidale Neutralteilchenquelle entlang der Außenwand angenommen. Der Dichteverlauf im Plasmainnern wird durch die Rechnung gut wiedergegeben. Die Abweichungen in Limiternähe könnten mit der Wahl der n_e- und T_e-Profile am Plasmarand zusammenhängen.

Die in 6.2 besprochenen Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Der Limiter bildet die Hauptquelle für den in der Tokamakentladung beobachteten neutralen Wasserstoff (vgl. Kap. 2.1).
- Die Messungen bestätigen die Lage des Limiters an der Außenwand. Die vertikale Ausdehnug der Limiterzone läßt sich zu 6 cm abschätzen.
- Die radiale Dicke der Abschälschicht beträgt einige mm. Eine Abschälschicht von etwa 1 cm Dicke läßt sich bei einer anderen Limiterkonfiguration (Rail-Limiter) nachweisen.

Diese Aussagen betreffen zunächst nur den Zeitpunkt t = 4 ms. In den folgenden Kapiteln werden auch Messungen für andere Zeitpunkte behandelt.

6.3 Verteilung des neutralen Wasserstoffs im Plasmaquerschnitt

Die vom Limiter oder (nach Reflexion) von den übrigen Wänden ins Plasma eindringenden H-Atome unterliegen den Prozessen Ionisation, Ladungsaustausch und Anregung (vgl. Kap. 2.1.2). Die sich als Nettoeffekt ergebenden Dichteprofile angeregter H-Atome hängen über die Querschnitte für diese Prozesse stark vom räumlichen Verlauf der Plasmaparameter n_e und T_e ab.

Wie bereits aus Abb. 6.9 ersichtlich, zeigt die Verteilung angeregter Atome im Plasmainnern ein recht flaches Profil. Zur genaueren Untersuchung dieser Dichteverteilung im Plasma wurden Messungen entlang der y- Achse (x = 0) vorgenommen, wobei mit unverdecktem Beobachtungsfenster und Blendenrohren für den Laserstrahl gearbeitet werden konnte. Abb. 6.10 zeigt die Meßergebnisse für die Zeitpunkte t = 3 ms und t = 6 ms. Die Messungen bei 3 ms weisen starke Fluktuationen auf, wie sie für die Anfangsphase der Entladung typisch sind. Man erkennt hier ein Dichteminimum im Plasmazentrum und höhere Werte in den Randbereichen. Dieses Verhalten beruht auf der nach innen hin zunehmenden Ionisation der vom Rand her eindringenden Atome und entspricht der Ringstruktur für den angeregten Wasserstoff, die bei größeren Tokamaks in ausgeprägterer Form beobachtet wird. Die Unsymmetrie des Profils könnte darauf hindeuten, daß zu Beginn der Entladung ein schwacher Wandkontakt auch mit der unteren Gefäßwand vorliegt. Zu späteren Zeiten verschwindet das zentrale Minimum, da aufgrund der kleineren Elektronendichte die Ionisationslängen ansteigen und sich der Bereich maximaler Anregung zur Mitte hin verschiebt.

Eine quantitative Erfassung dieser Prozesse ist nur auf numerischem Wege möglich. Wie die Monte-Carlo-Rechnungen zeigen /15/, tritt der Übergang von einem Hohlprofil zu einem flachen Profil für n_2^H bei einer zentralen Elektronendichte von etwa 10^{13} cm^{-3} auf. Dies entspricht bei der Standardentladung mit $p_0 = 10^{-3}$ mbar dem Zeitpunkt t = 4 ms (siehe Abb. 6.1). Abb. 6.11 zeigt den Vergleich eines bei t = 4 ms gemessenen Dichteprofils mit dem Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnungen für $n_{e0} = 10^{13}$ cm^{-3} /15/. Der hier beobachtete praktisch konstante Verlauf wird durch die Rechnung gut wiedergegeben. Bei y = $\pm$12 cm fallen die Werte der Rechnung auf Null ab, da hier der Plasmarand angesetzt war.

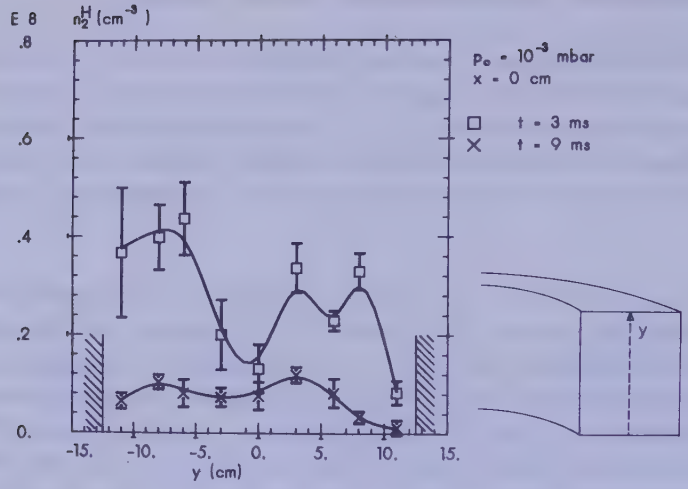


Abb. 6.10 Vertikale Verteilung angeregter H-Atome zu zwei verschiedenen Zeitpunkten in der Entladung.

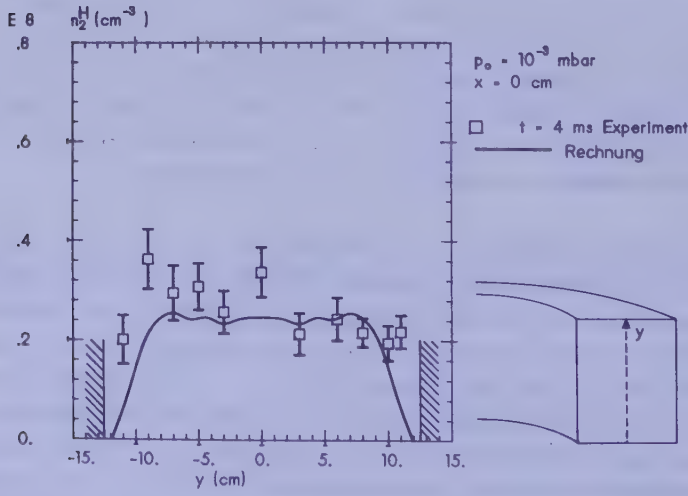


Abb. 6.11 Vertikale Verteilung angeregter H-Atome zum Zeitpunkt t = 4 ms und Vergleich mit Ergebnissen der Monte-Carlo-Rechnung

Das gemessene Profil weist erneut auf eine elongierte Elektronendichteverteilung hin. Dabei kann allerdings nicht entschieden werden, ob die Flußflächen selbst elongiert sind, oder es sich nur um einen Effekt des Abschälplasmas handelt.

Messungen der Dichte n_2^H im gesamten Plasmaquerschnitt bei t = 4 ms sind in Abb 6.12 dargestellt. Zur Aufnahme dieses Profils waren etwa 500 Tokamakentladungen erforderlich. Obwohl hier das Beobachtungsfenster nicht abgedeckt war, kann man den Limitereffekt noch an einem Dichtemaximum nahe der Außenwand (x = 9 cm, y = 0 cm). Erneut zeigt sich, daß das Plasma bis in den poloidalen Limiterschatten (d. h. Bereiche mit $(x^2 + y^2)^{1/2} > 10$ cm) hineinreicht. Eine Unsymmetrie zwischen oberem und unterem Plasmarand wird ähnlich wie in Abb. 6.10 beobachtet.

Mit Hilfe der Beziehung

$$n_1^H = n_2^H / (n_e \, \beta(n_e, T_e)) \qquad \text{(vgl. Kap. 3.3.1)} \qquad (6.3)$$

läßt sich auch die Besetzungsdichte n_1^H im Grundzustand, und damit praktisch die gesamte Wasserstoffdichte, lokal bestimmen. Bei Annahme der Profile für n_e und T_e nach (6.1) mit $n_{e0} = 1 \cdot 10^{13}$ und T_{e0} = 250 eV für t = 4 ms erhält man die in Abb. 6.13 angegebenen Verteilungen für den Grundzustand. Dabei wurden die Meßwerte nach Abb. 6.9 und Abb. 6.11 eingesetzt. Die Ergebnisse für den Plasmarand (x = $\pm$8.5 cm bzw. y = $\pm$11 cm) sind allerdings sehr ungenau, da der Verlauf der Plasmaparameter hier unsicher ist. Der sich in Limiternähe ergebende Dichtewert $n_1^H = 2.5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ läßt sich für eine Abschätzung der Neutralteilchenflußdichte φ_H am Limiter verwenden, wenn man eine Ausströmung mit isotroper Winkelverteilung und einer Temperatur kT_H = 3 eV annimmt:

$$\varphi_H = \frac{1}{2} n_1^H \sqrt{\frac{8 \, kT_H}{\pi m_H}} \approx 3.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \qquad (6.4)$$

(Der Faktor 1/2 ergibt sich aus einer Mittelung der Geschwindigkeitskomponenten in Wandnähe, siehe Anhang.)

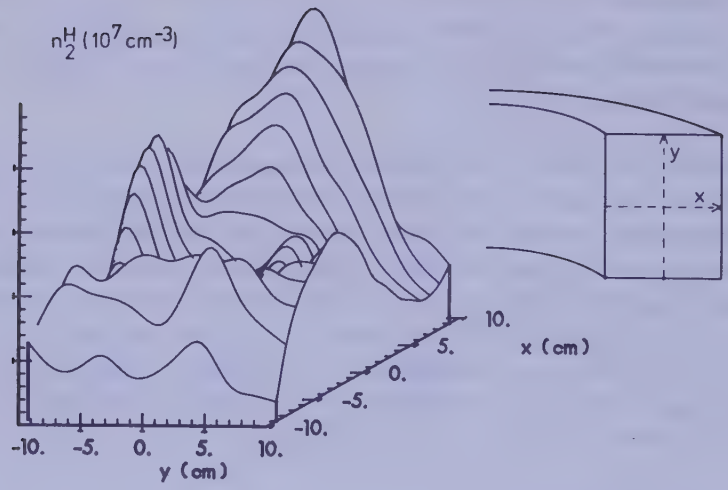


Abb. 6.12 Verteilung angeregter H-Atome im Gefäßquerschnitt bei t = 4 ms
$p_0 = 10^{-3}$ mbar

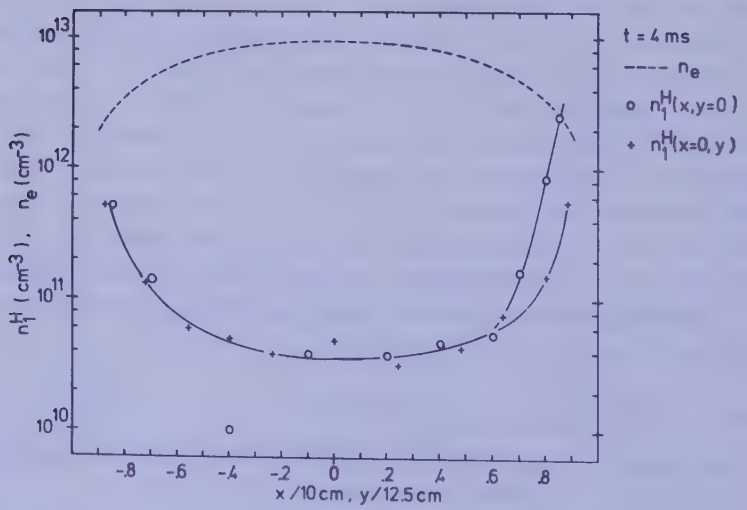


Abb. 6.13 Horizontale und vertikale Verteilung der Wasserstoffdichte im Grundzustand, (- - - - -) = angenommenes Elektronendichteprofil

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse aus 6.2 lautet:

- In der Anfangsphase der Entladung wird eine Ringstruktur der Dichte n_2^H beobachtet. Zu späteren Zeiten (≥ 4 ms) zeigen die Profile außer am Limiter einen flachen Verlauf.
- Dieses Verhalten steht im Einklang mit den Ergebnissen der Monte-Carlo-Rechnungen und beruht auf der Abhängigkeit der Prozesse Ionisation, Umladung und Anregung von der Elektronendichte.
- Das Plasma ist in Vertikalrichtung elongiert.
- Die zentrale Dichte atomaren Wasserstoffs im Grundzustand beträgt für t = 4 ms $n_1^H = 4 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}. Die Randwerte lassen sich abschätzen zu $2.5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} (am Limiter) bzw. $5 \cdot 10^{11}$ cm^{-3} (unten und oben).

6.3 Zeitliches Verhalten des neutralen Wasserstoffs

In Abb. 6.14 ist der zeitliche Verlauf der Dichte n_2^H in Limiternähe dargestellt (mit und ohne Fensterabdeckung). Im Fall des unterbrochenen Limiters ist wieder eine Dichteabsenkung um etwa einen Faktor 3 zu verzeichnen. Daß dieser Effekt für größere Zeiten verschwindet ($t \geq 10$ ms), könnte mit der Erhöhung der freien Weglängen für die Neutralteilchen zusammenhängen, jedoch reicht hier die Meßgenauigkeit für eine sichere Aussage nicht aus.

Abb. 6.15 zeigt den zeitlichen Verlauf des angeregten Wasserstoffs an verschiedenen Positionen im Plasma. Die Meßwerte sind nun logarithmisch aufgetragen. Zum Vergleich ist ferner der Verlauf der Elektronendichte (für $p_0 = 10^{-3}$ mbar) angegeben. Die Werte für n_2^H in Limiternähe wurden allerdings bei etwas kleinerer Elektronendichte aufgenommen ($p_0 = 7 \cdot 10^{-4}$ mbar, vgl. Abb.6.14) Dieser Unterschied ist für die folgenden Betrachtungen ohne Belang. Die letztgenannte Kurve fällt über die gesamte Meßzeit schneller ab als die Elektronendichte, da sowohl Anregung als Quellstärke abnehmen. Im Vergleich zeigen die Meßwerte in der Plasmamitte eien eher konstanten Verlauf bis etwa t = 6 ms, während am inneren Plasmarand sogar ein leichtes Ansteigen zu Entladungsbeginn zu verzeichnen ist. Zu späteren Zeiten fallen alle Meßkurven mit etwa gleicher Steigung ab und die Dichtewerte - außer am Limiter - gleichen sich an. Dieses Verhalten hängt, wie schon in 6.2 besprochen, mit der Abnahme der Quellstärke bei gleichzeitig ansteigender Eindringtiefe der Neutralteilchen

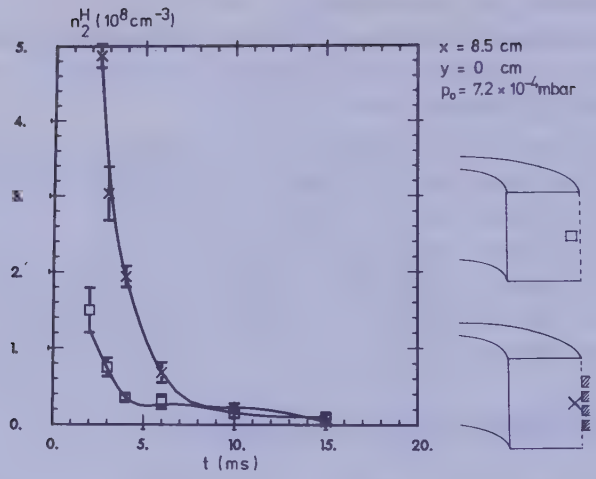


Abb. 6.14 Zeitlicher Verlauf der Besetzungsdichte n_2^H in Limiternähe

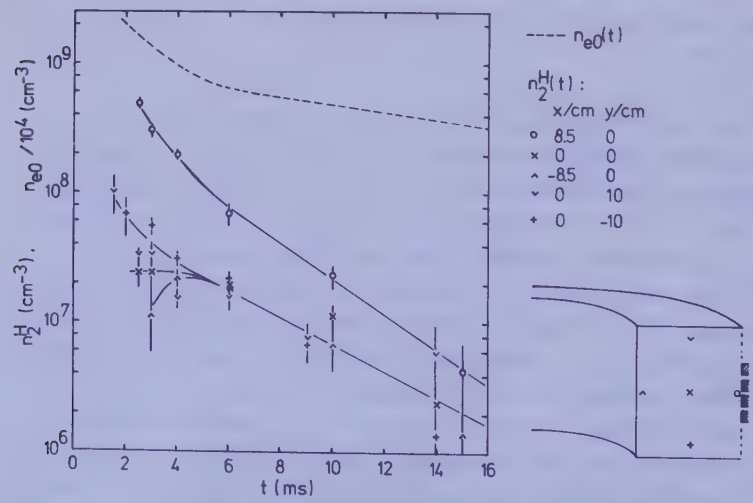


Abb. 6.15 Zeitlicher Verlauf der Besetzungsdichte n_2^H an verschiedenen Stellen im Plasma, (- - - -) = zentrale Elektronendichte

zusammen. Am Entladungsbeginn dringen offenbar nur wenige H-Atome vom Limiter bis zur Innenwand vor, ohne ionisiert zu werden. Aus der Höhe der oberen Meßkurve ergibt sich, daß die Lokalisierung des Limiters an der Außenwand während des gesamten beobachteten Zeitbereichs (t = 2...15 ms) bestehen bleibt. Anders als der Verlauf an der Innenwand ähneln die Messungen am oberen und unteren Plasmarand eher dem Verlauf am Limiter. Diese Tatsache ist leicht zu verstehen, wenn man bedenkt, daß die H-Atome vom Limiter ohne Durchquerung des Plasmazentrums in die unteren und oberen Randbereiche gelangen können, so daß sich Ionisationseffekte nicht so stark auswirken.

Es sei schließlich noch der zeitliche Dichteverlauf des Grundzustandes im Plasmazentrum betrachtet (Abb. 6.16). Wieder erkennt man den Effekt der ansteigenden Eindringtiefe der H-Atome am Entladungsbeginn, während der spätere Abfall von n_1^H mit der Abnahme der Quellstärke am Limiter zusammenhängt. Aus dieser Messung ergibt sich ferner die Nachweisgrenze für n_1^H unter den vorliegenden Bedingungen ($n_{e0}(14\ ms) = 3.5 \cdot 10^{12}\ cm^{-3}$) zu etwa $10^{10}\ cm^{-3}$. Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß diese Grenze unter günstigeren Umständen, z. B. bei höherer Elektronendichte, schon mit dem verwendeten Lasern erheblich unterschritten werden könnte.

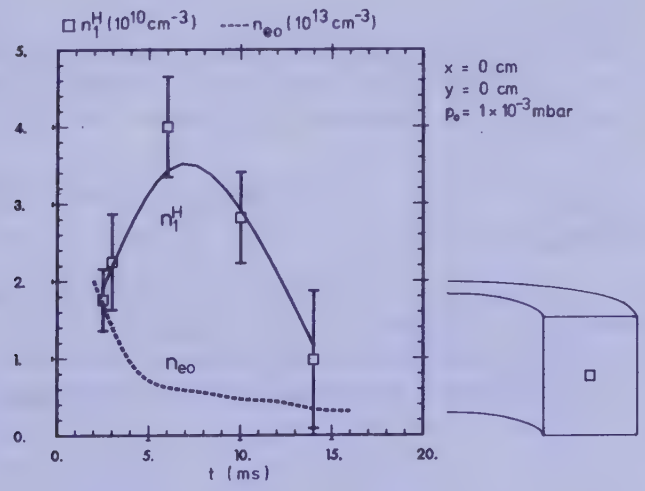


Abb. 6.16 Zeitverlauf der Wasserstoffdichte im Grundzustand im Plasmazentrum und zentrale Elektronendichte.

Zusammenfassend ergab sich in Kapitel 6.4:

- Der Limitereffekt an der Außenwand läßt sich über einen größeren Zeitraum der Entladung nachweisen (t = 2...15 ms).
- Die Eindringtiefe für die Neutralteilchen steigt (wegen der abnehmenden Plasmadichte) im Verlauf der Entladung an.
- Die maximale Wasserstoffdichte im Plasmazentrum wird bei t = 6 ms erreicht und beträgt $4 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}.
- Die Nachweisempfindlichkeit unter den gegebenen Bedingungen ist $n_I^H \approx 10^{10}$ cm^{-3}.

6.5 Folgerungen für die Teilchenbilanz

In diesem Abschnitt sollen einige Folgerungen für die Teilchenbilanz gezogen werden. Wir betrachten zunächst noch einmal den zeitlichen Verlauf der Elektronendichte (Abb. 6.1). Unter Berücksichtigung des Profils (6.1a) und mit der Annahme $n_e = n_p$ berechnet sich die gesamte Protonenzahl im Plasma aus der zentralen Elektronendichte n_{e0} zu

$$N_p = \frac{1}{2} n_{e0} V_P = n_{e0} \pi^2 a b R \quad . \tag{6.5}$$

(V_P = Plasmavolumen, a = 0.1 m, b = 0.125 m, R = 0.3 m)

Für den ersten meßbaren Dichtewert nach der Zündung ($n_{e0} = 2.0 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} bei t = 2 ms und $p_0 = 10^{-3}$ mbar) gilt $N_p = 6.16 \cdot 10^{17}$. Andererseits steht vor der Zündung die folgende Protonenzahl in molekularer Form zur Verfügung:

$$2\, n_{H2} V_T = \frac{2\, p_0}{k\, T_0} 8 \pi R a b = 4.24 \cdot 10^{18} \text{ (für } p_0 = 10^{-3} \text{ mbar)} \tag{6.6}$$

(V_T = Torusvolumen, T_0 = 320 K)

Wie man sieht, liegen zum Zeitpunkt t = 2 ms nur noch 14.5 % des ursprünglichen Gasinventars als Protonen vor. Da der Neutralgasanteil (H und H_2) klein im Vergleich zu N_p ist, bedeutet dies, daß die restlichen 85.5 % des Gasinventars schon während der Zündphase (t < 2 ms) in die Wände diffundieren.

Dieser Teilchenverlust in die Wand verlangsamt sich durch den in Kap. 2.2.1 beschriebenen Sättigungseffekt mit zunehmender Entladungsdauer. Dies zeigt eine Berechnung der Teilchenverlustzeit

$$\tau_H = N_p \, (dN_p/dt)^{-1} = (d(\ln n_{e0})/dt)^{-1} \qquad (6.7)$$

für verschiedene Zeiten :

Tabelle 6.1

t /ms	τ_H /ms
3	2.7
5	4.8
11	14.5
21	23.8

Die Messungen der Neutralteilchendichte erlauben eine quantitative Beschreibung des Recyclings. Bei gegebenen Plasmaparametern ist die Dichte des neutralen Wasserstoffs im Grundzustand wie auch in angeregten Zuständen proportionanl zur Quellstärke Q_L am Limiter. Durch Vergleich gemessener Dichten mit den Ergebnissen der Monte-Carlo-Rechnungen läßt sich diese Quellstärke bestimmen. Im einzelnen ergibt sich für die bei t = 4 ms gemessenen räumlichen Profile:

Tabelle 6.2

Profil $n_2^H(x,y)$	Abbildung	Q_L laut Rechnung
$n_2^H(0,y)$	(6.11)	$1.2 \cdot 10^{21}$ s^{-1}
$n_2^H(x,0)$	(6.9)	$1.5 \cdot 10^{21}$ s^{-1}
$n_2^H(8.5cm,y)$	(6.3)	$1.5 \cdot 10^{21}$ s^{-1}

Der Teilchenverlust Q_{net} beträgt dagegen für diesen Zeitpunkt nur

$Q_{net}(4\ ms) = N_p(4\ ms)/\tau_H(4\ ms) = 9.5 \cdot 10^{19}\ s^{-1}$.

Wegen $Q_{net} \ll Q_L$ kann man für den Protonenfluß $Q_p \approx Q_L$ annehmen (vgl. Kap. 2.1.4), d. h. am Limiter liegt vollständiges Recycling vor. Die weiteren charakteristischen Größen berechnen sich dann zu:

Teilchenverlustzeit $\tau_H = 3.7$ ms (für t = 4 ms)

Teilcheneinschlußzeit $\tau_p = N_p(4\ ms)/Q_p(4\ ms) = 0.25$ ms

Recycling-Koeffizient $R = (\tau_H - \tau_p)/\tau_H = 0.93$

(Es wurde $Q_p = 1.4 \cdot 10^{21}$ s^{-1} als Mittelwert aus Tabelle 6.2 angenommen.)

Das globale Recycling ist also recht hoch. Anschaulich bedeuten die Größen, daß jedes Proton im Mittel etwa 15 mal am Limiter neutralisiert und im Plasma wieder ionisiert wird, bevor es in der Wand verschwindet.

Bei bekannter Limiterfläche lassen sich auch die Flußdichten am Limiter ermitteln. Besitzt der Limiter eine Höhe 2d = 6 cm (vgl. Kap. 6.2), so hat man mit $Q_L = 1.4 \cdot 10^{21}\ s^{-1}$ eine Neutralteilchen- bzw. Protonenflußdichte von $\varphi_L = Q_L / (4\ \pi\ d(R+a)) = 0.93 \cdot 10^{18}\ cm^{-2}\ s^{-1}$. Bei dieser Flußdichte kann man die Wand als gesättigt ansehen /15,23/. Die beobachteten Teilchenverluste treten also hauptsächlich im übrigen Wandbereich auf. Der Wert für die Flußdichte am Limiter entspricht der aus den Messungen in Kap. 6.2 unmittelbar abgeleiteten Größenordnung.

7. Ergebnisse der CrI-Resonanzfluoreszenzmessung

In diesem Kapitel wird das räumliche und zeitliche Verhalten der gemessenen Chromdichte diskutiert. Die Entladungsparameter waren die gleichen wie in Kapitel 6. Der Fülldruck betrug stets $p_0 = 8 \cdot 10^{-4}$ mbar mit dem Elektronendichteverlauf nach Abb. 6.1.

7.1 Räumliches Verhalten der Chromdichte, Abschätzung der Elektronentemperatur am Plasmarand

Auch die Freisetzung neutraler Chromatome von der Wand ist am toroidalen Limiter lokalisiert /81/. Wegen der optischen Beobachtung durch ein Seitenfenster des Torus, mußte auch hier eine leichte Unterbrechung der Limiterfläche in Kauf genommen werden. Für die Abdeckung der Fensteröffnung unter Aussparung von Beobachtungsschlitzen wurde die gleiche Anordnung gewählt wie bei der H_α-Messung (Abb. 6.3). Die so eingesetzten Limiterteile bestanden aus einem Edelstahltyp (DIN x5CrNi 18 9), der in Zusammensetzung und Eigenschaften dem übrigen Wandmaterial (SS 304) entspricht /88/. Die dem Plasma zugewandte Seite dieser Teile war mechanisch poliert und wurde den üblichen Reinigungsentladungen /14/ ausgesetzt. Die durch die Beobachtungsschlitze zu messende Chromdichte sollte daher den Verhältnissen vor dem gesamten toroidalen Limiter entsprechen.

Wie Abb 7.1 zeigt, ist die vor den drei Beobachtungsschlitzen in Wandnähe (7 mm) gemessene Chromdichte fast gleich hoch. Dies weist auf eine vertikale Ausdehnung des Plasma-Wand-Kontaktes von mehreren Zentimetern hin. Die Annahme einer Limiterbreite von mindestens 6 cm (siehe Kap. 6.2) scheint auch hier sinnvoll zu sein.

In Abb. 7.2 ist die horizontale Verteilung der Chromdichte für verschiedene Zeitpunkte der Entladung aufgetragen. Die Absolutwerte liegen bei einigen 10^9 cm^{-3}, wobei die höchsten Dichten zum Zeitpunkt t = 6 ms beobachtet werden. Dieses charakteristische Zeitverhalten wird in Kap. 7.2 besprochen. Zunächst betrachten wir den relativen räumlichen Verlauf der Kurven. Die gemessene Dichte n_I^{Cr} im Grundzustand kann, wenn man Zerstäubung als Enststehungsprozeß annimmt, gleich der gesamten Dichte n^{Cr}

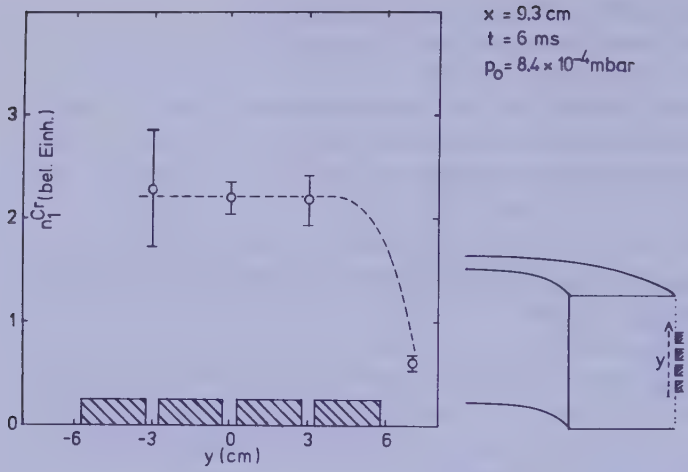


Abb. 7.1 Vertikale Verteilung der Chromdichte am Limiter

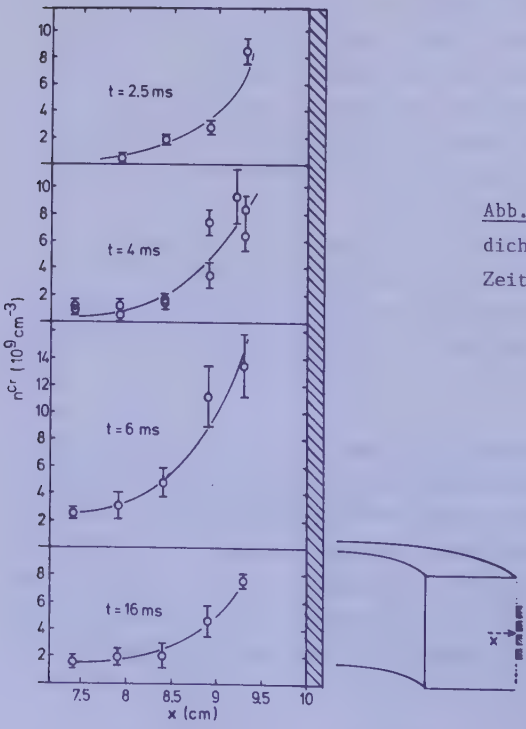


Abb. 7.2 Horizontale Chromdichteprofile zu verschiedenen Zeitpunkten in der Entladung

neutraler Chromatome gesetzt werden /47/. Unter Vernachlässigung von Rekombinatiosprozessen läßt sich die Flußdichte $\underline{\varphi}^{Cr}$ der Chromatome durch die Kontinuitätsgleichung (2.21) beschreiben:

$$\text{div } \underline{\varphi}^{Cr} = - n_e S_i n^{Cr} \tag{7.1}$$

Dabei bezeichnet S_i den Ratenkoeffizienten für Ionisation, der nur von der Elektronentemperatur T_e abhängt. Ist ferner $\underline{\bar{v}}$ die lokale, mittlere Geschwindigkeit der Chromatome, so gilt $\underline{\varphi}^{Cr} = n^{Cr} \underline{\bar{v}}$. Mit Hilfe der Meßwerte $n^{Cr}(x)$ (für y = 0) soll nun die Elektronentemperatur abgeschätzt werden. Dazu seien folgende Annahmen gemacht:

- Die Cr-Atome entstehen am Limiter auf einem Bereich der Höhe 2d = 6 cm mit homogener Flußdichteverteilung. Ein Beobachtungsschlitz von $2d_1$ = 5 mm Höhe ist ausgespart. Die weiter unten und oben gelegenen Schlitze werden vernachlässigt.
- Die Winkelverteilung der austretenden Atome ist isotrop.

Wie im Anhang gezeigt wird, ergibt sich dann aus (7.1) folgende Näherungsgleichung für die Verteilung von n^{Cr} auf der x-Achse:

$$\frac{d}{dx}(\ln n^{Cr}) = \frac{d}{dx}(\ln n_0^{Cr}) + n_e S_i / v_x \tag{7.2}$$

v_x bezeichnet hier den Betrag von $\underline{\bar{v}}$, also die mittlere Geschwindigkeit auf der x-Achse. n_0^{Cr} ist die Dichteverteilung, die sich ohne Plasma (n_e = 0) ergeben würde (siehe Anhang). Diese Verteilung ist wegen der räumlichen Expansionseffekte im allgemeinen nicht konstant. Während eine lokale Bestimmung von $d(\ln n^{Cr})/dx$ wegen der Meßwertschwankungen zu unsicher ist, zeigt eine logarithmische Auftragung der Meßwerte (Abb. 7.3), daß die Kurven im Bereich 7.4 cm < x < 9.3 cm annähernd exponentiell verlaufen, so daß die logarithmische Ableitung durch lineare Regression ermittelt werden kann. Nach Korrektur mit Hilfe des Wertes $d(\ln n_0^{Cr})/dx = .305\ cm^{-1}$ (bei x=8.4 cm aus (A.5) und (A.6b) im Anhang) und Einsetzen der lokalen Elektronendichte n_e(x=8.4 cm, y=0) erhält man die Werte in Tabelle 7.1. Die Elektronendichte wurde aus Mikrowellenmessungen mit einem bei y = 8 cm gelegenen Sehstrahl und unter Verwendung des Profils (6.1a) ermittelt /83/.

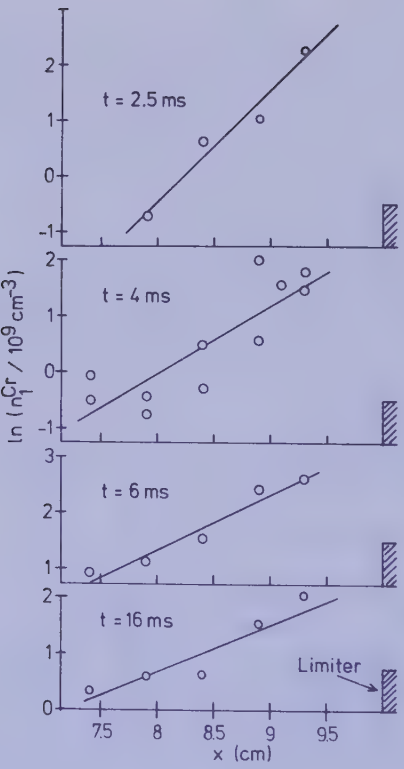


Abb. 7.3 Logarithmische Auftragung der horizontalen Cr-Dichteverteilung für verschiedene Zeitpunkte

Tabelle 7.1 Bestimmung des Ratenkoeffizienten S_i

t/ms	$\frac{d}{dx}(\ln(n^{Cr}/n_0^{Cr}))$ /cm^{-1}	n_e /10^{12}cm^{-3}	$\frac{S_i}{v_x}$ /10^{-12}cm^2 nach (7.2)
2.5	1.67	3.98	0.42
4	0.922	2.41	0.38
6	0.689	1.79	0.37
16	0.579	1.26	0.46
		Mittelwert:	0.41

Es zeigt sich, daß die unterschiedlichen Ionisationslängen für die vier Meßzeitpunkte hauptsächlich durch die zeitlich veränderliche Elektronendichte bedingt sind, während die Größe S_i/v_x fast konstant bleibt. Dies läßt die Annahme plausibel erscheinen, daß sowohl die lokale Elektronentemperatur T_e als auch die Driftgeschwindigkeit v_x sich während des betrachteten Zeitraums nicht ändern. Da die Driftgeschwindigkeit wesentlich durch den Freisetzungsprozeß der Chromatome an der Wand bestimmt ist, läßt sich weiter folgern, daß dieser Mechanismus ebenfalls für alle Meßzeiten derselbe ist. Nimmt man Zerstäubung als Ursache an, so liegen die Geschwindigkeiten der Einzelatome bei einigen 10^5 cm/s. In /47/ wurde die Geschwindigkeitsverteilung zerstäubter Cr-Atome beim Beschuß mit 7 keV Kr-Ionen gemessen. Das Maximum der Verteilung, d. h. die wahrscheinlichste Geschwindigkeit liegt dort bei $2\cdot10^5$ cm/s während die mittlere Geschwindigkeit noch darüber liegt. Da bei Zerstäubung mit energieärmeren Ionen, wie sie in UNITOR vorliegen, der hochenergetische Teil dieser Verteilungsfunktion abgesenkt wird, während sich das Maximum kaum verschiebt /44/, sei hier angenommen, daß die Cr-Atome die Oberfläche mit mittleren Geschwindigkeitsbeträgen von $2\cdot10^5$ cm/s verlassen. Die mittlere Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung im Abstand a-x = 1.6 cm beträgt dann bei Berücksichtigung der isotropen Winkelverteilung und des Schlitzes $v_x = 1.2\cdot10^5$ cm/s (nach (A.4) und (A.6c) im Anhang).

Damit läßt sich nun der Ratenkoeffizient S_i bestimmen. Man erhält $S_i(x=8.4\text{ cm}) = 5.0\cdot10^{-8}$ cm^{3}s^{-1}. Aus dem Zusammenhang zwischen S_i und T_e nach /89/ (siehe Abb. 7.4) ergibt sich für die Elektronentemperatur $kT_e = 6.2$ eV. Wegen der Unsicherheit der Werte v_x und n_e sei der mögliche

Fehler für S_i durch einen Faktor 2 bzw. 0.5 abgeschätzt. Man bekommt dann das Ergebnis $kT_e(x=8.4\ cm) = 6.2\ ^{+4.8}_{-1.7}$ eV. Bedingt durch den steilen Verlauf der Kurve $S_i(T_e)$ im Bereich $kT_e < 10$ eV ist der relative Fehler von T_e dort kleiner als derjenige von S_i. In diesem Bereich erlaubt diese Methode daher eine recht genaue Bestimmung von T_e, während für höhere Temperaturen kleine Fehler in S_i zu großen Fehlern in T_e führen würden.

Es sei auch darauf hingewiesen, daß gerade der Bereich um $kT_e \approx 5$ eV und $n_e \approx 10^{12}\ cm^{-3}$ in Tokamakentladungen mit den üblichen Methoden zur Temperaturbestimmung nur sehr schwer erfaßt werden kann, so daß das geschilderte Verfahren eine wertvolle Ergänzung der Diagnostik am Plasmarand darstellt. Zur Bestimmung von Ionisationslängen bietet sich auch die Verwendung von Teilchenstrahlen an /90/, bei denen dann die Geschwindigkeit v_x genauer bekannt ist.

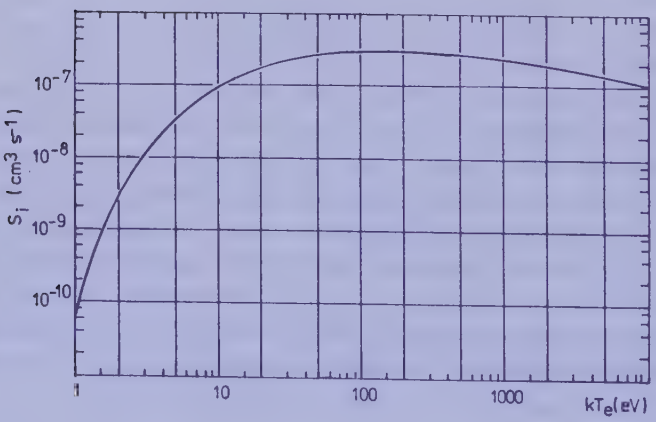


Abb. 7.4 Ionisationskoeffizient für CrI in Abhängigkeit von T_e /89/.

7.2 Zeitliches Verhalten der Chromdichte, Folgerungen für den Freisetzungsmechanismus

Abb. 7.5 zeigt den zeitlichen Verlauf der Chromdichte in Limiternähe (7 mm Abstand). Zum Vergleich ist der Verlauf der zentralen Elektronendichte eingetragen. Man beobachtet ein Maximum der Chromdichte bei $t \approx 6$ ms, während zu späteren Zeiten Proportionalität zwischen Chromdichte und Elektronendichte besteht. Es sei hier angenommen, daß die gemessene Dichte n_I^{Cr} proportional zur Flußdichte der aus der Wand austretenden Metallatome ist, also die Ionisation auf den ersten 7 mm vernachlässigt werden kann. Wir wollen nun untersuchen, welcher Freisetzungsmechanismus das beobachtete Verhalten erklärt. Dazu betrachten wir die folgenden möglichen Prozesse:

1) Zerstäubung durch Protonen oder atomaren Wasserstoff
2) Zerstäubung durch Ionen leichter Verunreinigungen
3) Zerstäubung durch Ionen schwerer Verunreinigungen
4) Eine Kombination von 2) und 3)
5) Unipolarbögen

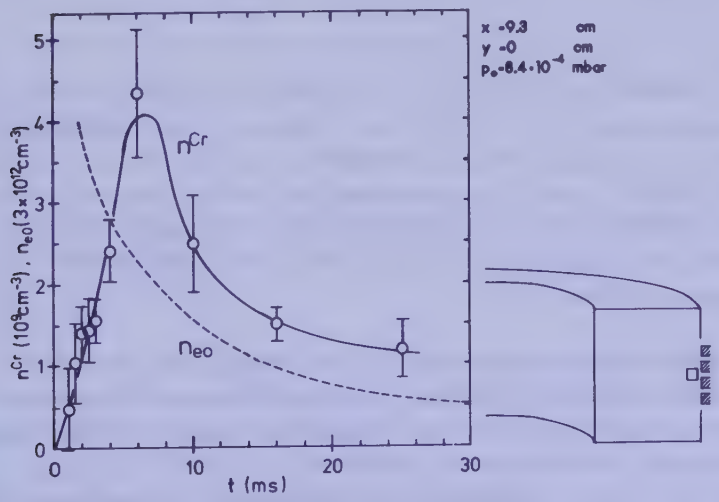


Abb. 7.5 Zeitverlauf von Chromdichte in Limiternähe und zentraler Elektronendichte

zu 1)
Berücksichtigt man, daß der vorliegende Edelstahl etwa 19% Chrom enthält /88/, so ergibt sich bei einer Driftgeschwindigkeit $v_x = 1 \cdot 10^5$ cm/s (siehe Anhang (A.6c) für x = 9.4 cm) eine gesamte Flußdichte metallischer Verunreinigungen am Limiter von $1.8 \cdot 10^{15} cm^{-2} s^{-1}$ bei t = 6 ms. Die Protonenflußdichte liegt zu diesem Zeitpunkt unter 10^{18} $cm^{-2} s^{-1}$ (Kap. 6.5 und /81/).Bei den am Plasmarand herrschenden Elektronentemperaturen von höchstens 11 eV (siehe Kap. 7.1) beträgt die mittlere Energie der auftreffenden Protonen höchstens $\frac{3}{2} kT_e + 2.8\ kT_e = 47$ eV (thermische Energie + Schichtpotential). Dieser Wert liegt noch unterhalb der Schwelle für Zerstäubung und auch bei Annahme einer Maxwellverteilung um diesen Wert sind Zerstäubungsausbeuten von höchstens 10^{-4} zu erwarten (vgl. Abb. 2.2). Diese Ausbeute reicht zur Erklärung der gemessenen Chrommenge nicht aus, da man durch Protonenzerstäubung nur eien Metallfluß von höchstens 10^{14} $cm^{-2} s^{-1}$ bekommt. Neben dieser quantitativen Abschätzung spricht auch der ansteigende Verlauf der Chromdichte in den ersten Millisekunden gegen die Annahme 1), da in dieser Phase die Plasmadichte und damit die Protonenflüsse abfallen. Aus ähnlichen Gründen ist auch eine nennenswerte Zerstäubung durch atomaren Wasserstoff auszuschließen, zumal die Chromfreisetzung nur am Limiter beobachtet wird /81/.

zu 2)
Wir betrachten nun den Fall der Zerstäubung von Metallen durch leichte Verunreinigungen, die durch induzierte Desorption ins Plasma gelangen. Die vor dem Limiter beobachtete Chromdichte ist dann proportional zum Fluß leichter Verunreinigungsionen auf den Limiter. Nimmt man weiter an, daß die Einschlußzeit τ_L der leichten Verunreinigungen zeitlich konstant bleibt, so gilt auch $n^{Cr}(t) \sim N_L(t)$. (N_L = Gesamtzahl leichter Verunreinigungen im Plasma).

Der Zeitverlauf $N_L(t)$ kann mit Hilfe der Bilanzgleichung (2.23a) beschrieben werden. Der Fluß $Q_W(t)$ von Wasserstoffionen und -atomen auf die Wände sei hier proportional zur Plasmadichte angesetzt. Entsprechend dem Verlauf der Elektronendichte in Abb. 7.6 bzw. Abb. 6.1 für 2 ms $\leq$ t $\leq$ 25 ms kann man für $Q_W(t)$ näherungsweise folgende analytische Ausdrücke ansetzen:

$$Q_W(t) = Q_W(0)\ \exp(-t/\tau_H) \qquad \text{mit } \tau_H = 10.6 \text{ ms} \qquad (7.3a)$$

oder $$Q_W(t) = Q_W(0)\ t_0/(t_0 + t) \qquad \text{mit } t_0 = 1.34 \text{ ms} \qquad (7.3b)$$

Mit Q_W nach (7.3a) erhält man den relativen Verlauf für $N_L(t)$ bzw. $n^{Cr}(t)$ nach Gleichung (2.25b). Diese Funktion zeigt ein Maximum bei $t_{max} = (\ln \frac{\tau_H}{\tau_L})/(\tau_L^{-1} - \tau_H^{-1})$. Eine Anpassung an die Meßwerte ($t_{max} \approx 6$ ms) ergibt eine Einschlußzeit $\tau_L = 3.7$ ms für die leichten Verunreinigungen. Setzt man Q_W nach (7.3b) an, so kann $N_L(t)$ durch numerische Lösung des Integrals (2.24a) oder der Differentialgleichung (2.23a) bestimmt werden. Auch dieses Ergebnis zeigt ein charakteristisches Maximum. Die Bedingung $t_{max} = 6$ ms liefert allerdings jetzt die Einschlußzeit $\tau_L = 7.8$ ms.

Beide Ergebnisse sind in Abb 7.6 zusammen mit den Meßwerten eingetragen. Die absolute Höhe der berechneten Kurven wurde auf das Integral der Meßwerte aus Abb. 7.5 normiert. Zusätzlich sind weitere Meßergebnisse einer anderen Entladungsserie angegeben. Der Vergleich zeigt, daß das zeitliche Verhalten der Chromfreisetzung im Prinzip durch das beschriebene Modell erklärt werden kann. Der bis t = 6 ms beobachtete Anstieg ist wesentlich durch die Einschlußzeit der leichten Verunreinigungen bestimmt. Der Wert für τ_L läßt sich allerdings nur grob angeben. Für größere Zeiten fallen $N_L(t)$ und $n^{Cr}(t)$ proportional zur Plasmadichte ab. Zur weiteren Prüfung des Modells müssen die auftretenden Teilchenflüsse absolut abgeschätzt werden (siehe Kap. 7.3).

zu 3)
Ist die Zerstäubung durch schwere Verunreinigungen der dominierende Prozeß, so vereinfacht sich Gleichung (2.23b) zu:

$$\frac{dN_S}{dt} = -\frac{1 - S_{SS}}{\tau_S} N_S \qquad (7.4)$$

Die Einströmung $S_{SS}\ N_S/\tau_S$ von Metallatomen und also auch die Chromdichte in Wandnähe ist dann proportional zur Gesamtzahl N_S von Metallionen im Plasma (konstantes τ_S vorausgesetzt). Da bei Entladungsbeginn $N_s(0) = 0$ gilt, kann nur für $S_{SS} > 1$ ein merklicher Aufbau der Metallkonzentration im Plasma erfolgen, wobei eine gewisse Anfangsmenge an Metall durch andere Prozesse freigesetzt werden müßte. Für die Metalle Cr, Fe, Ni wäre dies erst bei Ionenenergien über etwa 1 keV der Fall (vgl. Abb. 2.2).
Solche Energiewerte treten beim Experiment UNITOR nicht auf. Auch das beobachtete Maximum von $n^{Cr}(t)$ läßt sich mit diesem Modell nicht erklären.

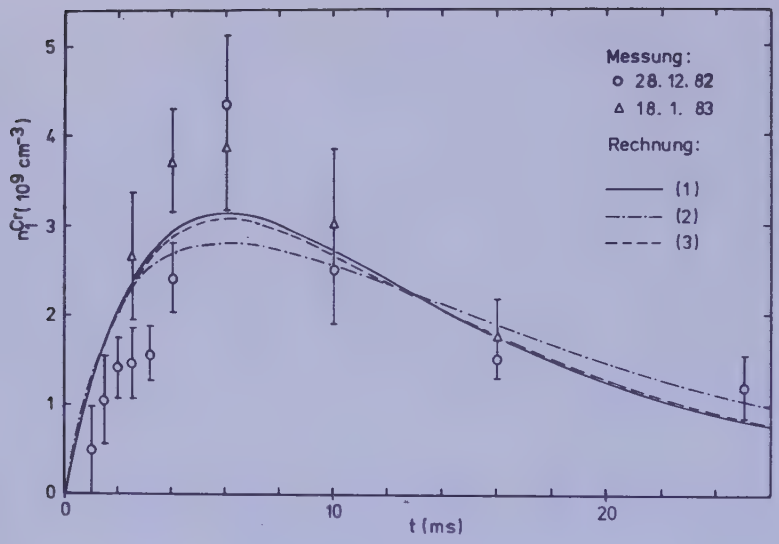


Abb. 7.6 Vergleich der Meßwerte für $n^{Cr}(t)$ am Plasmarand mit Modellrechnungen unter Annahme von Zerstäubung durch leichte (Kurven 1,2,3) und schwere (Kurve 3) Verunreinigungen.
Kurve 1: $S_{SS} = 0$, $Q_W(t)$ nach (7.3a)
Kurve 2: $S_{SS} = 0$, $Q_W(t)$ nach (7.3b)
Kurve 3: $S_{SS} = 0.5$, $Q_W(t)$ nach (7.3a)

zu 4)
Spielt die Zerstäubung durch leichte und schwere Verunreinigungen eine Rolle, so ist der Fluß freigesetzter Metalle und damit die gemessene Chromdichte proportional zu:

$$n^{Cr} \sim \frac{S_{LS}\, N_L}{\tau_L} + \frac{S_{SS}\, N_S}{\tau_S} \qquad (7.5)$$

Der Fall $S_{SS} > 1$ kann aus den unter 3) genannten Gründen ausgeschlossen werden. Mit den Modellannahmen nach (2.23) und (7.3a) und unter Verwendung der Lösungen für $N_L(t)$ und $N_S(t)$ nach (2.25) erhält man

$$n^{Cr}(t) \sim (1+C)\exp(-t/\tau_H) + (1-C)\exp((S_{SS}-1)t/\tau_S) - 2\exp(-t/\tau_L) \qquad (7.6)$$

$$\text{mit } C = \frac{S_{SS}\,\tau_L^{-1}}{(1-S_{SS})\,\tau_L^{-1} - \tau_H^{-1}}$$

Hierbei wurde angenommen, daß $\tau_L = \tau_S$ gilt, also die Einschlußzeiten für leichte und schwere Elemente gleich sind. Bei gegebener Selbstzerstäubungsausbeute S_{SS} läßt sich wieder der Zeitpunkt $t_{max} = 6$ ms durch Wahl von τ_L anpassen. Die so erhaltenen Lösungen unterscheiden sich in ihrem relativen Verlauf praktisch nicht von dem Fall $S_{SS} = 0$, wie in Abb. 7.6 am Beispiel $S_{SS} = 0.5$ gezeigt ist. Mit zunehmender Selbstzerstäubung ergeben sich aber kleinere Werte für die Einschlußzeit τ_L. Man erhält:

Tabelle 7.2

S_{SS}	τ_L /ms
0	3.7
0.2	3.7
0.5	3.2
0.8	1.52

Der zeitliche Verlauf der Meßwerte erlaubt also keine Aussage darüber, wie hoch der Anteil der Zerstäubung durch Metallionen tatsächlich ist. Weitere Aufschlüsse ergibt hier eine Abschätzung der auftretenden Teilchenflüsse und -konzentrationen (siehe Kap. 7.3).

zu 5)

Nach Abschluß der Messungen wurden die in die Fensteröffnung eingesetzten Limiterteile ausgebaut und auf Spuren von Unipolarbögen untersucht. Auf der dem Plasma zugewandten Edelstahloberfläche findet man Krater zwischen 10 µm und 100 µm Durchmesser, wobei kleinere Krater häufiger als große auftreten. Die Verteilungsdichte dieser Spuren auf der Oberfläche ist uneinheitlich. In den dichtesten Ansammlungen beobachtet man etwa 100 Krater pro mm^2. Unter Berücksichtigung der Zahl von Tokamakentladungen, denen die Proben ausgesetzt waren (2600), ergibt sich daraus eine mittlere Zahl von 38 Unipolarbögen pro cm^2 und Entladung. Die in 7 mm Abstand vom Limiter nachgewiesenen Chromatome stammen aus einem Limiterbereich von höchstens 10 cm^2 Ausdehnung. Nimmt man einmal an, daß die Unipolarbögen statistisch verteilt während der Tokamakentladung auftreten und die Brenndauer eines Bogens 10 µs beträgt, so ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von höchstens 1 % dafür, daß zu einem gegebenen Zeitpunkt innerhalb einer Wandfläche von 10 cm^2 gerade ein Bogen brennt. Damit würden nur bei jedem 100. Laserpuls Chromatome registriert, die durch einen unipolaren Bogen ausgelöst sein könnten und die Meßwerte würden

entsprechend stark schwanken. Im Experiment konnten jedoch schon mit weniger Laserpulsen reproduzierbare Dichtewerte gemessen werden, so daß ein direkter Einfluß von Unipolarbögen bei der Interpretation der Messungen ausgeschlossen werden kann.

Die Messungen sagen allerdings nichts darüber aus, ob Unipolarbögen doch zur Produktion metallischer Verunreinigungen beitragen, indem sie entweder nur Metallionen freisetzen (die nicht registriert wurden) oder so selten auftreten, daß sie bei den Messungen nie mit einem Laserpuls zusammenfielen. Eine denkbare Kombination von Prozessen umfaßt Unipolarbögen zusammen mit Zerstäubung durch Metallionen. Dabei würden durch Unipolarbögen Metallionen freigesetzt, die dann durch Zerstäubung die beobachteten Metallatome produzieren würden. Die oben genannten statistischen Argumente fielen dann weg, da nun die Bögen auf der gesamten Limiterfläche mitwirken würden und der Fluß von Metallionen auf die Wände praktisch kontinuierlich wäre. Die Bogenaktivität müßte mindestens bis zum Zeitpunkt t = 6 ms anhalten, um den Anstieg der Chromdichte zu erklären. Das Abklingen der Chromdichte für t > 6 ms würde mit der Zeitkonstanten $\tau_S/(1-S_{SS})$ erfolgen. Obwohl nicht auszuschließen, widerspricht dieses Modell der Erfahrung, nach der Unipolarbögen nicht in den stabilen Entladungsphasen auftreten.

7.3 Abschätzung der Verunreinigungskonzentrationen und der Zerstäubungsausbeuten

Es soll hier eine Abschätzung der globalen Verunreinigungskonzentrationen im Plasma gegeben werden. Dazu seien die Modellannahmen nach Kap. 2.2.6 und der Wasserstoffluß $Q_W(t)$ nach (7.3a) vorausgesetzt. Der Übersichtlichkeit halber soll das resultierende Gleichungssystem noch einmal angegeben werden:

$$Q_W(t) = Q_W(0)\ \exp(-t/\tau_H) \tag{7.7a}$$

$$\frac{dN_L}{dt} = -\frac{1}{\tau_L} N_L + S_{HL}\, Q_W(t) \quad \text{mit} \quad N_L(0) = 0 \tag{7.7b}$$

$$\frac{dN_S}{dt} = \frac{S_{LS}}{\tau_L} N_L + \frac{S_{SS}-1}{\tau_S} N_S \quad \text{mit} \quad N_S(0) = 0 \tag{7.7c}$$

Die Lösungen für $N_L(t)$ und $N_S(t)$ findet man nach (2.25). Der Fluß von Metallatomen ins Plasma ist:

$$Q_S = S_{LS} \frac{N_L}{\tau_L} + S_{SS} \frac{N_S}{\tau_S} \tag{7.8}$$

Wie aus den Messungen folgt, gilt zum Zeitpunkt $t_{max} = 6$ ms :

$$\frac{dQ_S}{dt}(t_{max}) = 0 \text{ , also nach (7.8)}$$

$$\frac{S_{LS}}{\tau_L} \frac{dN_L}{dt}(t_{max}) + \frac{S_{SS}}{\tau_S} \frac{dN_S}{dt}(t_{max}) = 0 \tag{7.9}$$

Mit (7.7) folgt

$$\frac{S_{LS}}{\tau_L}(S_{HL}\, Q_W(t_{max}) - \tau_L^{-1}\, N_L(t_{max})) + \frac{S_{SS}}{\tau_S}(Q_S(t_{max}) - \tau_S^{-1}\, N_S(t_{max})) = 0 \tag{7.10}$$

Mit Hilfe von (7.8) läßt sich $N_S(t_{max})$ eliminieren. Nimmt man weiter an, daß die Einschlußzeiten für alle Verunreinigungselemente gleich sind (also $\tau_S = \tau_L$), so folgt aus (7.10):

$$\frac{S_{LS}\, S_{HL}}{1 - S_{SS}} = \frac{Q_S(t_{max})}{Q_W(t_{max})} \tag{7.11}$$

Den Metallfluß $Q_S(t_{max})$ erhält man aus den Messungen der Chromdichte:

$$Q_S(t_{max}) = \frac{1}{0.19}\, n^{Cr}(t_{max})\, v_x\, A_L = 2.4 \cdot 10^{18}\ s^{-1} \tag{7.12}$$

($n^{Cr}(t_{max}) = 3 \cdot 10^9$ cm^{-3} aus der Anpassung der Rechnungen an die Meßwerte nach Abb. 7.7,

$v_x = 1 \cdot 10^5$ cm/s ,

$A_L = 4\ d\ \pi\ (R+a) = 1508$ cm^2 für $d = 3$ cm)

Der Fluß Q_W von Wasserstoffteilchen auf die Wände besteht hauptsächlich aus Protonen, ist also durch Q_p gegeben. Berücksichtigt man das vollständige Recycling am Limiter und den zeitlichen Abfall der Plasmadichte, so erhält man durch Extrapolation der Meßwerte aus Kap. 6.5 bei t = 4 ms :

$$Q_W(6\text{ ms}) \approx Q_p(6\text{ ms}) \approx \frac{n_{e0}(6\text{ ms})}{n_{e0}(4\text{ ms})}\, Q_p(4\text{ ms}) = 1.2 \cdot 10^{21}\ s^{-1} \tag{7.13}$$

Damit hat man folgende Bedingung für die Desorptions- und Zerstäubungsausbeuten:

$$\frac{S_{LS}\, S_{HL}}{1 - S_{SS}} = 2.0 \cdot 10^{-3} \tag{7.14}$$

Zur weiteren Abschätzung der Zerstäubungsausbeuten betrachten wir die Energien der am Limiter auftreffenden Verunreinigungsionen mit Massenzahl M Ionenladung Z. Setzt man am Plasmarand kT_e = 6 eV und kT_i = 5 eV, so liegen die möglichen Ionenenergien für Eisen (M = 56) zwischen (7.5 + 17Z)eV und (308 + 17Z)eV (siehe Kap. 2.2.2). Für Sauerstoffionen (M = 16) erhält man Werte zwischen (7.5 + 17Z)eV und (88 + 17Z)eV. Da weder die Ionenladung noch der Grad der Reibung zwischen Verunreinigungsionen und Protonen bekannt sind, kann man nur annehmen, daß die Ionenenergien zwischen 80 und 500 eV bei Eisen und zwischen 80 und 200 eV bei Sauerstoff liegen. Bei gegebenen Ionenenergien können die Ausbeuten S_{LS} und S_{SS} aus Abb. 2.2 entnommen werden, indem man Sauerstoff und Chrom als Repräsentanten der leichten und schweren Verunreinigungen ansieht.

Bei festgelegten Werten S_{LS}, S_{SS} folgt die Desorptionsausbeute S_{HL} aus (7.14). Die Zahl leichter Verunreinigungen im Plasma kann dann nach (2.25b) absolut bestimmt werden, also

$$N_L(t) = Q_W(0)\, S_{HL}\, \frac{1}{\tau_L^{-1} - \tau_H^{-1}} \left(\exp(-t/\tau_H) - \exp(-t/\tau_L)\right) . \qquad (7.15)$$

Dabei wird der Fluß $Q_W(0)$ wieder durch Extrapolation aus den Wasserstoffmessungen bei t = 4 ms bestimmt:

$$Q_W(0) \approx Q_p(4\ \text{ms})\, \exp(4\ \text{ms}/\ \tau_H) = 2.04 \cdot 10^{21}\ \text{s}^{-1} \qquad (7.16)$$

Die Zahl der Metallionen im Plasma soll unabhängig von Modellrechnungen aus den Messungen der Chromdichte ermittelt werden, wobei allerdings Annahmen über die Einschlußzeit gemacht werden müssen. Wir setzen wieder $\tau_S = \tau_L$. Der Dichteverlauf $n^{Cr}(t)$ bei x = 9.3 cm läßt sich bis t = 6 ms gut durch einen linearen Verlauf anpassen. Für die Einströmung von Metallatomen setzen wir wieder $Q_S(t) = n^{Cr}(t)\, A_L\, v_x\, /0.19$ ($v_x = 10^5$ cm/s). Die Gesamtzahl von Metallionen ergibt sich analog zu (2.24) als:

$$N_S(t_{max}) = \int_0^{t_{max}} Q_S(t)\, \exp((t-t_{max})(1-S_{SS})/\tau_S)\, dt \qquad (7.17)$$

Die Zahlen $N_L(t_{max})$ und $N_S(t_{max})$ sollen auf die Protonenzahl $N_p(t_{max})$ bezogen werden, um die mittleren Verunreinigungskonzentrationen anzugeben. Es gilt $N_p(t_{max}) = n_{e0}\, V_P/2 = 1.68 \cdot 10^{17}$. Nach Auswertung der Gleichungen (7.14) bis (7.17) gelangt man zu der Zusammenstellung in Tabelle 7.3.

Energie leichter Ionen (eV)	Energie schwerer Ionen (eV)	S_{LS} nach Abb. 2.2	S_{SS} nach Abb. 2.2	S_{HL} nach (7.14)	τ_L, τ_S nach Tabelle 7.2	N_L/N_p nach (7.15)	N_S/N_p nach (7.17)	Anteil der Selbstzerstäubung an der Freisetzung von Metallen ($\tau_S = \tau_L$): $S_{SS}\, N_S / (S_{SS}\, N_S + S_{LS}\, N_L)$
90	90	0.12	0.10	0.015	3.7	38 %	2.0 %	4.3 %
90	130	0.12	0.20	0.013	3.7	34 %	2.3 %	10 %
200	200	0.25	0.30	0.0056	3.6	14 %	2.3 %	17 %
90	430	0.12	0.50	0.0083	3.2	19 %	2.8 %	38 %
200	430	0.25	0.50	0.0040	3.2	9.2 %	2.8 %	38 %
430	430	0.35	0.50	0.0029	3.2	6.6 %	2.8 %	38 %

Tabelle 7.3 Abschätzung von Zerstäubungs- und Desorptionsausbeuten sowie Verunreinigungskonzentrationen bei verschiedenen angenommenen Energien der auftreffenden Ionen zum Zeitpunkt der maximalen Metalleinströmung (t_{max} = 6 ms).

Die Tabelle zeigt, daß die mittlere Konzentration schwerer Verunreinigungen unabhängig von den angenommenen Ionenenergien zwischen 2 und 3 % liegt. Die sich ergebende Konzentration leichter Verunreinigungen hängt dagegen stark von den Annahmen über die Energien der auftreffenden Ionen ab, da wegen der Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeuten von den Ionenenergien unterschiedliche Flüsse leichter Verunreinigungen zur Erklärung der freigesetzten Metallflüsse in den angegebenen Fällen anzunehmen sind. Bei vernachlässigbarer Selbstzerstäubung, also Ionenergien unter 200 eV, müßte man sehr hohe Konzentrationen an leichten Verunreinigungen annehmen, die mit einem stabilen Tokamakbetrieb unvereinbar wären. Erst bei Ionenenergien von einigen 100 eV mit Selbstzerstäubungsausbeuten um 0.5 ergeben sich Konzentrationen der leichte Verunreinigungen von einigen Prozent, wie man auch aus spektroskopischen Messungen im sichtbaren Spektralbereich /81/ und ultraweichen Röntgenbereich /94/ erwartet.

Die Ergebnisse erlauben daher den Schluß, daß auch die Selbstzerstäubung der Metalle eine wesentliche Rolle spielt. Die leichten Verunreinigungen, die durch induzierte Desorption freigesetzt werden, setzen aber in jedem Fall die Zerstäubungsprozesse in Gang. Die erforderlichen Energien für die Verunreinigungsionen lassen sich nach /53/ durch Reibung mit den Protonen in der Abschälschicht erklären. Die in Tabelle 7.3 genannten Energiewerte sollten allerdings nur als Abschätzung der Größenordnung verstanden werden, da bei den Modellrechnungen verschiedene Unsicherheiten bestehen:

- Der Wert für den Metallfluß bei t = 6 ms besitzt wegen der Meßgenauigkeit der Chromdichte (vgl. Kap. 5.5) und den Annahmen über die Driftgeschwindigkeit v_x eine Unsicherheit von einem Faktor 2 bis 3.
- Die Zerstäubungsausbeuten nach Abb. 2.2 gelten nur für senkrechten Einfall. Bei schrägen Einfallswinkeln kann sich eine Erhöhung um einen Faktor 2 bis 3 ergeben /48/.
- Die errechneten Konzentrationen an leichten Verunreinigungen hängen unmittelbar von der angenommenen Einschlußzeit τ_L ab. Deren Bestimmung ist aber wiederum stark von den Modellannahmen abhängig, insbesondere vom Verlauf des Wasserstoffflusses $Q_W(t)$, für den für $t < 2$ ms keine Messungen vorliegen.

Die sich ergebende Desorptionsausbeute S_{HL} liegt in einer "vernünftigen" Größenordnung. Für die ioneninduzierte Desorption leichter Verunreinigungen werden Wirkungsquerschnitte angegeben /25/ , die bei einer Bedeckung von einer Monolage Ausbeuten von 1 bis 10 entsprechen. Die abgeschätzten Ausbeuten $S_{HL} = 2...8 \cdot 10^{-3}$ bedeuten daher, daß im Experiment UNITOR eine Wandbedeckung an leichten Verunreinigungen von 0.2 bis 8 % einer Monolage vorliegt.

In diesem Zusammenhang muß auch auf die Rolle der Photodesorption eingegangen werden. Die mittlere Dichte n_2^H angeregter Wasserstoffatome in den ersten Millisekunden der Entladung liegt bei etwa $2 \cdot 10^7$ cm^{-3} (vgl. Kap 6). Damit beträgt der Fluß von L_α-Photonen auf die Wände

$$A_{21}\, n_2^H\, V_P \approx 7 \cdot 10^{20}\ s^{-1} \quad (A_{21} = \text{Übergangswahrscheinlichkeit /92/}).$$

Dieser Fluß liegt in der gleichen Größenordnung wie der Protonenfluß. Nimmt man nach /38/ eine Ausbeute von $5 \cdot 10^{-3}$ für die photoneninduzierte Desorption an, so wäre dieser Prozeß nicht zu vernachlässigen. Da der Photonenfluß mit der Dichte angeregter H-Atome schneller abfällt als der Protonenfluß, könnte die Photodesorption vor allem zu Entladungsbeginn eine Rolle spielen.

8. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde an zwei Beispielen untersucht, wie die laserinduzierte Fluoreszenz zur lokalen Diagnostik von Plasma-Wand-Prozessen und des wandnahen Plasmas in einem Tokamak eingesetzt werden kann.

Mittels Resonanzstreuung am H_α-Übergang wurde die raumzeitliche Verteilung der Besetzungsdichte n_2^H angeregter Wasserstoffatome (Hauptquantenzahl 2) gemessen. Mit Hilfe eines Stoß-Strahlungsmodells läßt sich dann auch die Besetzungsdichte n_1^H im Grundzustand bestimmen. Da die Dichte n_2^H näherungsweise proportional zu $n_1^H \cdot n_e$ ist (n_e = lokale Elektronendichte), ergeben sich nachweisbare Dichten sowohl am Plasmarand (n_1^H groß), als auch in der Mitte (n_e groß). Die Empfindlichkeit ist durch die Pulslänge des Lasers (1 µs) und die Größe des Streuvolumens (1 cm^3) begrenzt. Im vorliegenden Fall lag die Nachweisgrenze bei $n_2^H = 5 \cdot 10^6$ cm^{-3} und $n_1^H = 10^{10}$ cm^{-3}. Eine Steigerung dieser Empfindlichkeit um einen Faktor bis zu 1000 erscheint bei größeren Plasmen jedoch möglich.

Die Meßergebnisse am Tokamak UNITOR zeigen, daß die Teilchenbilanz während der Entladung durch das Einströmen von Neutralgas am Limiter (Recycling) dominiert wird. Die ortsaufgelösten Dichtemessungen erlauben eine Lokalisierung der Neutralteilchenquelle. Aus einem Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen /15/ und aus Messungen der Elektronendichte ergeben sich quantitative Aussagen über die Flußdichten von Neutralteilchen und Protonen am Limiter (10^{18} $cm^{-2}s^{-1}$), über das Ausmaß des Recyclings im Vergleich zu Verlustprozessen in den Wänden sowie über die Teilcheneinschlußzeit (0.25 ms).

Weiter wurde die Dichte neutraler Chromatome im Grundzustand in der Nähe eines toroidalen Edelstahllimiters durch Resonanzstreuung gemessen. Die räumliche Auflösung betrug dabei 2 bis 3 mm. Es ließen sich Teilchendichten von minimal 10^9 cm^{-3} nachweisen, ebenfalls eine Grenze, die durch den verwendeten Laser (Pulslänge 5 ns) und die Größe des Streuvolumens vorgegeben war. Das Relaxationsverhalten der Fluoreszenzsignale zeigte, daß der Einfluß von Elektronenstößen bei der Auswertung vernachlässigt werden kann.

Mit zunehmender Entfernung vom Limiter fällt die Chromdichte auf einer charakteristischen Länge von etwa 1 cm aufgrund von Ionisationsprozessen ab. Aus diesem Abfall läßt sich die Elektronentemperatur am Plasmarand ermitteln. Für UNITOR erhält man eine Temperatur von etwa 6 eV.

Der zeitliche Verlauf der Chromfreisetzung während der Entladung und die Absolutwerte der gemessenen Dichten ergeben Aufschlüsse über den Produktionsmechanismus metallischer Verunreinigungen am Limiter. Eine befriedigende Erklärung liefert die Annahme, daß Metallatome zu etwa gleichen Teilen durch leichte Verunreinigungen (C, N, O) und Metallionen (Cr, Fe, Ni) zerstäubt werden. Die leichten Verunreinigungen gelangen dabei durch ioneninduzierte Desorption ins Plasma. Ein zusätzlicher Beitrag von Unipolarbögen zur Freisetzung metallischer Verunreinigungen läßt sich nicht ausschließen.

9. Literaturverzeichnis

/1/ E.S. Marmar; J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 59.

/2/ D.M. Meade; Nucl. Fusion 14 (1974) 289.

/3/ F. Engelmann; Comments Plasma Phys. Cont. Fusion 7 (1982) 77.

/4/ P. Bogen, E. Hintz; Comments Plasma Phys. Cont. Fusion 4 (1978) 15.

/5/ G.T. Radzdobarin, V.V. Semenov, L.V. Sokolova, I.P. Folomkin, V.S. Burakov, P.Ya. Misakov, P. A. Naumenkov, S.V. Nechaev; Nucl. Fusion 19 (1979) 1439.

/6/ G. Reinhold, J. Hackmann, J. Uhlenbusch; J. Plasma Physics 28(1982)281.

/7/ J. Hackmann, C. Gillet, G. Reinhold, G. Ritter, J. Uhlenbusch; J. Nucl.Mater. 111/112 (1982) 221.

/8/ C.H. Muller III, D.R. Eames, S.C. Bates, K.H. Burell; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 56.

/9/ P. Gohil, G. Kolbe, M.J. Forrest, D.D. Burgess, B.Z. Hu; J. Phys. D: Appl. Phys. 16 (1983) 333.

/10/ P. Bogen, R.W. Dreyfus, H. Ringler, W. Ott, Y.T. Lie, H. Langer; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 75.

/11/ P. Bogen, B. Schweer; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 67.

/12/ E. Dullni, E. Hintz, J.B. Roberto, R.J. Colchin, R.K. Richards; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 61.

/13/ B. Schweer, P. Bogen, E. Hintz, D. Rusbüldt, S. Goto, K.H. Steuer; J. Nucl. Mater 111/112 (1982) 71.

/14/ R. Flohr, C. Gillet, J. Hackmann, G. Reinhold, G. Ritter, J. Uhlenbusch, S. Zakaria; Physica 104 C (1981) 423.

/15/ G. Ritter, "Untersuchungen zum Neutralteilchenverhalten in einem Tokamakplasma", Dissertation Univ. Düsseldorf (1982).

/16/ F. Waelbroeck, P. Wienhold, J. Winter; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 185.

/17/ S. Sengoku, H. Ohtsuka; J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 75.

/18/ W. Eckstein, H. Verbeek; J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 365.

/19/ R.E. Clausing, L.C. Emerson, L. Heatherley; J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 267.

/20/ S.J. Fielding, G.M. McCracken, P.E. Stott; J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 273.

/21/ W. Eckstein, F.E.P. Matschke, H. Verbeek;
J. Nucl. Mater. 63 (1976) 199.

/22/ W. Möller; Nuclear Instr. and Meth. 209/210 (1983) 773.

/23/ C. Gillet, J. Hackmann, J. Uhlenbusch;
Computer Physics Communication 27 (1981) 301.

/24/ P. Wienhold, M. Profant, F. Waelbroeck, J. Winter;
J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 866.

/25/ G.M. McCracken, P.E. Stott; Nucl. Fusion 19 (1979) 889.

/26/ O.S. Oen, M.T. Robinson; J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 370.

/27/ D. Reiter, "Randschicht-Konfigurationen von Tokamaks: Entwicklung und Anwendung stochastischer Modelle zur Beschreibung des Neutralgastransports", Dissertation Univ. Düsseldorf (1984).

/28/ R. D. Bengtson, "The Study of Plasma Formation in Fusion Devices", Diagnostics for Fusion Experiments, Pergamon Press (1980) 581-600. (Hrsg.: E. Sindoni, C. Wharton)

/29/ S.R. Ryan, S.J. Czuchlewski, M.V. McCusker; Phys. Rev. A 16,5 (1977) 1892.

/30/ C.M. Braganza, S.K. Erents, E.S. Hotston, G.M. McCracken;
J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 298.

/31/ Y.N. Dnestrovski, S.E. Lysenko, A.I. Kislyakov;
Nucl. Fusion 19 (1979) 293.

/32/ M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, "Theorie und Praxis der Vakuumtechnik", Vieweg, Braunschweig (1982)

/33/ G.M. McCracken, S.J. Fielding, S.K. Erents, A. Pospieszyk, P.E. Stott;
Nucl. Fus. 18 (1978) 35.

/34/ J. Hugill; Nucl. Fusion 23 (1983) 331.

/35/ L. Oren, R.J. Taylor; Nucl. Fusion 17 (1977) 6.

/36/ J. Winter, F. Waelbroeck, B. Brandt, K.J. Dietz, I. Ali-Khan;
P. Wienhold; J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 812.

/37/ R.O. Adams; J. Vac. Sci. Technol. A, 1(1) (1983) 12.

/38/ G.W. Fabel, S.M. Cox, D. Lichtman; Surface Sci. 40 (1973) 571.

/39/ S. Brumbach, M. Kaminsky; J. Appl. Phys. 47 (1976) 2844.

/40/ J. Bohdansky; J. Nucl. Mater. 93/94 (1980) 44.

/41/ R. Behrisch, G. Maderlechner, B.M.U. Scherzer;
Appl. Phys. 18 (1979) 391.

/42/ D'Ans-Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Bd. I,3. Aufl., Springer, Berlin (1967) S. 1-86.

/43/ R. Behrisch; J. Nucl. Mater. 85/86 (1979) 1047.

/44/ H.L. Bay, B. Schweer, P. Bogen, E. Hintz; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 732.

/45/ A. Elbern, E. Hintz, B. Schweer; J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 143.

/46/ W. Husinsky, G. Betz, I. Girgis; Phys. Rev. Lett. 50,21 (1983) 1689.

/47/ W. Husinsky, G. Betz, I. Girgis; 11th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen (1983), Europhysics Conference Abstracts, Vol. 7D part II, 421.

/48/ Y. Yamamura, Y. Itikawa , N. Itoh; "Angular Dependence of Sputtering Yields of Monoatomic Solids", Bericht IPPJ-AM-26 (1983), Nagoya.

/49/ E. Dullni, E. Hintz; Verhandlungen DPG (1983) 380.

/50/ C. Gillet, Privatmitteilung.

/51/ J.K. Gimzewski, S. Vreprek; 11th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen (1983), Europhysics Conference Abstracts, Vol. 7D part II, 463.

/52/ S. Behringer und das Asdex-Team; 11th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen (1983), Europhysics Conference Abstracts, Vol. 7D part II, 467.

/53/ J. Neuhauser, W. Schneider, R. Wunderlich, K. Lackner; "Modelling of the Impurity Flow in the Tokamak Scrape-off Layer", Bericht IPP 1/216, Garching (1983).

/54/ A.E. Robson, P.C. Thonemann; Proc. Phys. Soc. 73 (1959) 508.

/55/ E. Hantzsche; Plasmaphysik 5 (1980) 24.

/56/ M. Meano, H. Ohtsuka, S. Yamamoto, N. Suzuki, N. Fujsawa, N. Ogiwara; Nucl. Fusion 20 (1980) 1415.

/57/ Equipe TFR; Nucl. Fusion 15 (1975) 1053.

/58/ D.F. Düchs, D.E. Post, P.H. Rutherford; Nucl. Fusion 17 (1977) 565.

/59/ O. Demokan, F. Waelbroeck; Nucl. Fusion 22 (1982) 921.

/60/ E.S. Marmar, J.E. Rice, J.L. Terry; Nucl. Fusion 22 (1982) 1567.

/61/ E.K. Souw, "Untersuchung von Transportvorgängen in der Wandzone eines Heliumplasmas mit Hilfe spektroskopischer Methoden", Dissertation Univ. Düsseldorf (1980).

/62/ H. Odenthal, "Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung, der Besetzungsdichte und der Temperatur angeregter Niveaus in einer Glimmentladung mittels eines schmalbandigen Farbstofflasers", Dissertation Univ. Düsseldorf (1981).

/63/ D.D. Burgess, Invited Lectures and Progress Reports of SPIG 78, Institute of Physics, Beograd (1978) 543.

/64/ S. Feneuille; Rep. Prog.Phys. 40 (1977) 1257.

/65/ L.C. Johnson, E. Hinnov; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 13 (1972) 333.

/66/ D.D. Burgess, P. Gohil; Privatmitteilung.

/67/ D.W. Koopmann, T.I. McIlrath, V.P. Myerscough; J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 19 (1977) 555.

/68/ D.D. Burgess, C.H. Skinner; J. Phys. B 7 (1974) L297.

/69/ R.M. Measures; J. Appl. Phys. 39 (1968) 5232.

/70/ K. Uchino, M. Maeda, K. Koga, Y. Sonoda, K. Muraoka, M. Akazaki; Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 906.

/71/ E. Mahn, V. Welge; "Besetzungsdichten und Teilcheneinschluß für Niedrig-Beta-Wasserstoffplasmen", Bericht IPP 2/239, Garching (1979).

/72/ C. Gillet, Privatmitteilung.

/73/ RCA-7265 Photomultiplier Tube, Herstellerangaben (1968).

/74/ A. Hirth, H. Fagot; Optics Com. 23 (1977) 315.

/75/ L.V. Al'Kevich, A.F. Bokhonov, V.S. Burakov, V.L. Kirillov, P.Ya. Misakov, P.A. Naumenkov, S.V. Nechaev, G.T. Radzdobarin, V.V. Semenov, G.V. Sinitsyn; J. Appl. Spectrosc. 35 (1981) 1077.

/76/ S. Bashkin, J.O. Stoner; "Atomic Levels and Grotian Diagrams", Vol. III, North Holland, New York (1981).

/77/ S.M. Younger, J.R. Fuhr, G.A. Martin, W.L. Wiese; J. Phys. & Chem. Ref. Data 7,2 (1978) 495.

/78/ R. Mewe; Astron. & Astrophys. 20 (1972) 215.

/79/ B.J. Berne, R. Pecora; "Dynamic Light Scattering", Wiley, London(1976).

/80/ Landoldt-Börnstein, "Zahlenwerte und Funktionen", Bd.II-8: "Optische Konstanten", Springer, Berlin (1962) 6-872.

/81/ S. Zakaria. "Spektroskopische Untersuchungen an einem Tokamak-Plasma", Dissertation Univ. Düsseldorf (1984).

/82/ C.W. Allen, "Astrophysical Quantities", Athlon Press, London (1963).

/83/ U. Steger, "Direkte raum-zeitlich aufgelöste Elektronendichtemessung am Tokamak UNITOR mit Hilfe eines 4mm-Mikrowelleninterferometers", Diplomarbeit Univ. Düsseldorf (1982).

/84/ H. Küllmann, "Thomson-Streulichtmessungen mit Hilfe eines Rubinlasers am Tokamak-Experiment UNITOR", Diplomarbeit Univ. Düsseldorf (1983).

/85/ H.P. Kirsch, "Untersuchung der Oberflächenbelastbarkeit verschiedener Limitermaterialien durch Plasma-Wand-Wechselwirkung im Tokamak UNITOR", Diplomarbeit Univ. Düsseldorf (1983).

/86/ S.J.Zweben, R.J. Taylor; Nucl. Fusion 23 (1983) 513.

/87/ K. McGuire, K. Kawahata, D. Buchenauer, R. Izzo, D. Monticello, K. Okano, N. Sauthoff; Symposium on Energy Removal and Particle Control in Toroidal Fusion Devices, Princeton (1983), wird veröffentlicht in J. Nucl. Mater.

/88/ Nachschlagewerk "Stahlschlüssel", Verlag Stahlschlüssel West K.G., Marbach (1974).

/89/ W. Lotz, "Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Scandium to Zinc", Bericht IPP 1/76, Garching (1968).

/90/ K. Kadota, A, Pospieszczyk, P. Bogen, E. Hintz; "Measurement of Electron Densities and Temperatures in the Plasma Boundary Combinig Neutral Beam Probes and Laser-induced Fluorescence", Berichte der KFA Jülich Nr. 1812 (1982).

/91/ S. Bashkin, J.O. Stoner; "Atomic Energy Levels and Grotian Diagrams", Vol I, North Holland, New York (1975).

/92/ W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon; "Atomic Transition Probabilities", Vol. I, NSRDS-NBS 4 (1966).

/93/ W. Bauer; J. Nucl. Mater. 76/77 (1978) 3.

/94/ H.C. Petzold, "Absolutmessung der Strahlungsverluste eines Tokamaks im Bereich der ultraweichen Röntgenstrahlung", Dissertation Univ. Düsseldorf (1983).

/95/ H.C. Howe Jr. ; J. Nucl. Mater. 111/112 (1982) 424.

/96/ Yu. S. Gordeev, A.N. Zinov'ev, M.P. Petrov; JETP Letters 25 (1977) 204.

/97/ E.K. Souw, J. Uhlenbusch; Physica 122C (1983) 353.

Anhang: Zur Auswertung der räumlichen Chromdichteverteilung

Wir betrachten das Ausströmen von Teilchen aus einem unendlich langen Band der Breite 2d in einen Halbraum. Die Teilchen sollen sich geradlinig bewegen und mit konstanter Flußdichte φ_0 und einer (halbseitig) isotropen Geschwindigkeitsverteilung austreten. Dies ist ein einfaches Modell des toroidalen Limiters, bei dem die toroidale Krümmung vernachlässigt wird. Gesucht sind Flußdichte $\underline{\varphi}(x)$, Driftgeschwindigkeit $v_x(x)$ und Teilchendichte n(x) im Abstand a-x in der (y=0)-Ebene. Die Geometrie ist in Abb. A.1 dargestellt.

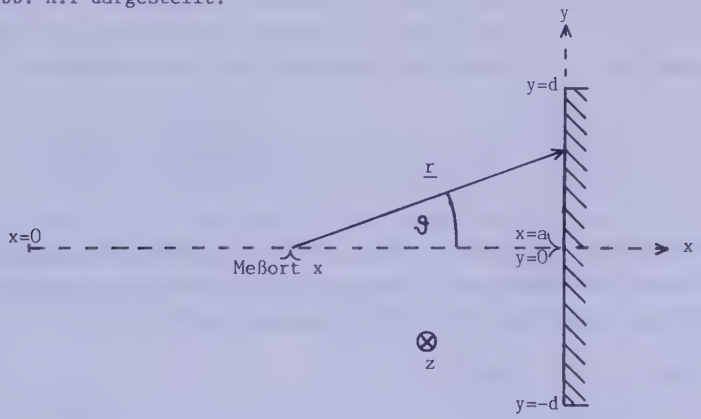


Abb. A.1 Koordinatensystem und Lage der Teilchenquelle (bei x = a) (z-Achse senkrecht zur Zeichenebene)

In Abwesenheit von Quellen und Senken (also ohne Plasma) gilt div $\underline{\varphi} = 0$. Man erhält analog zu dem entsprechenden Problem der Elektrostatik:

$$\underline{\varphi}(x) = \frac{\varphi_0}{2\pi} \int_{-d}^{d} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\underline{r}}{r^3} \, dz \, dy \quad \text{mit} \quad r^2 = (a-x)^2 + y^2 + z^2 \qquad (A.1)$$

$$\text{und} \quad \underline{r} = -(a-x)\,\underline{e}_x + y\,\underline{e}_y + z\,\underline{e}_z$$

Die Integration liefert:

$$\underline{\varphi}(x) = \varphi_x\,\underline{e}_x \quad \text{mit} \quad \varphi_x = \varphi_0\,\frac{2}{\pi}\arctan\frac{d}{a-x} \qquad (A.2)$$

Die mittlere Geschwindigkeit auf der x-Achse ist:

$$v_x = v_0 \frac{\int_{\text{Limiter}} \cos\vartheta \, d\Omega}{\int_{\text{Limiter}} d\Omega} \quad \text{mit } \cos\vartheta = \frac{a-x}{r} \quad \text{und} \quad d\Omega = \cos\vartheta \frac{dz\, dy}{r^2} \qquad (A.3)$$

Die Integration ist über den Bereich $z = -\infty \ldots +\infty$ und $y = -d \ldots +d$ zu erstrecken. Die Lösung lautet:

$$v_x = v_0 \frac{\pi}{4} \frac{d}{a-x} \left(1 + \frac{d^2}{(a-x)^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\arctan \frac{d}{a-x}\right)^{-1} \qquad (A.4)$$

Speziell gilt $v_x(x=a) = v_0/2$ und $v_x(x \to -\infty) = \frac{\pi}{4} v_0$.

Wegen $\varphi_x = v_x n_x$ erhält man schließlich die Teilchendichte auf der x -Achse zu:

$$n_x = \varphi_x / v_x = \frac{2\varphi_0}{v_0} \frac{4}{\pi^2} \left(\arctan \frac{d}{a-x}\right)^2 \left(1 + \frac{(a-x)^2}{d^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (A.5)$$

Bei den Messungen der Chromdichte war der Limiter durch einen Beobachtungsschlitz der Höhe $2d_1$ unterbrochen. Unter Vernachlässigung der endlichen Länge dieses Schlitzes in z-Richtung erhält man dann die Lösungen für den plasmafreien Fall durch Superposition:

$$\varphi_x = (\varphi_x)_d - (\varphi_x)_{d_1} \qquad (A.6a)$$

$$n_x = (n_x)_d - (n_x)_{d_1} \qquad (A.6b)$$

$$v_x = \frac{(n_x)_d}{n_x} (v_x)_d - \frac{(n_x)_{d_1}}{n_x} (v_x)_{d_1} \qquad (A.6c)$$

Die Lösungen für den Fall $2d = 6$ cm und $2d_1 = 5$ mm sind in Abb. A.2 dargestellt. Für die in Kapitel 7 betrachteten Fälle mit $v_0 = 2 \cdot 10^5$ cm/s gilt $v_x(8.4\text{ cm}) = 1.2 \cdot 10^5$ cm/s und $v_x(9.3\text{ cm}) = 1.0 \cdot 10^5$ cm/s.

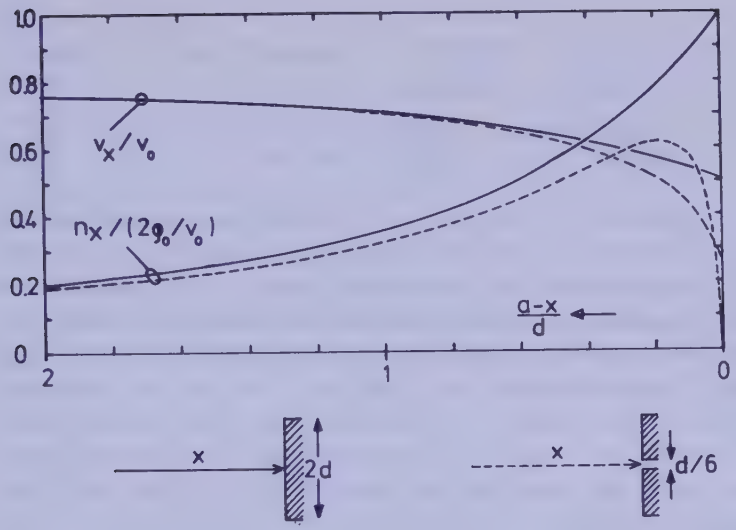


Abb. A.2 Driftgeschwindigkeit und Dichte auf der x-Achse vor dem Limiter bei freier Ausströmung ohne Ionisation, Limiterhöhe = 2d = 0.6 a , ohne Schlitz (——) und mit Schlitz (- - -), Schlitzbreite d/6.

Unter dem Einfluß eines Plasmas hat man die Kontinuitätsgleichung (vgl. 7.1):

$$\operatorname{div} \underline{\Phi} = - n_e S_i n \qquad (A.7)$$

Sofern die Teilchengeschwindigkeit klein gegen die thermische Geschwindigkeit der Elektronen ist, ist die Größe $n_e S_i$ nur vom Ort (also von n_e, T_e) abhängig. Eine Integration dieser Gleichung erfordert die genaue Kenntnis des räumlichen Profils von $n_e S_i$ sowie der Verteilungsfunktion für die Geschwindigkeitsbeträge der austretenden Atome. Zur Auswertung lokaler Messungen von n (hier n^{Cr}) mit dem Ziel, S_i zu bestimmen, soll daher ein Näherungsverfahren angegeben werden. Es sei $\underline{\Phi} = n^0 \underline{v}^0$ eine Lösung der Gleichung div $\underline{\Phi}$ = 0 einschließlich der Randbedingungen, wie in (A.6) angegeben. Für die Lösung $\underline{\Phi} = n \underline{v}$ der allgemeinen Gleichung (A.7) gelte der Ansatz:

$$\underline{\Phi} = \underline{\Phi}^0 g(x,y) \qquad (A.8)$$

g sei eine skalare Ortsfunktion. Die Annahme der Kollinearität von $\underline{\Phi}$ und $\underline{\Phi}^0$ ist insbesondere auf der x-Achse erfüllt. Einsetzen in (A.7) liefert wegen div $\underline{\Phi}^0$ = 0 :

$$\Phi^0 \text{ grad } g = - n_e S_i n \qquad (A.9)$$

Wegen $g(x,0) = \frac{n_x v_x}{n_x^0 v_x^0}$ und $\frac{\partial g(x,0)}{\partial y} = 0$ (Symmetrie) erhält man schließlich auf der x-Achse die Differentialgleichung:

$$\frac{1}{n_x}\frac{dn_x}{dx} = \frac{1}{n_x^0}\frac{dn_x^0}{dx} + \frac{1}{v_x^0}\frac{dv_x^0}{dx} - \frac{1}{v_x}\frac{dv_x}{dx} + \frac{1}{v_x} n_e S_i \qquad (A.10)$$

Die Driftgeschwindigkeiten v_x^0 und v_x sind im allgemeinen nicht gleich. Die Verteilungsfunktion für die Geschwindigkeitskomponenten in x-Richtung verschiebt sich vielmehr mit zunehmendem Abstand von der Wand zu höheren Geschwindigkeiten, da langsamere sowie schräglaufende Atome im Mittel in kürzerer Entfernung zur Wand ionisiert werden. Man kann jedoch davon ausgehen, daß die Differenz $(1/v_x^0)(dv_x^0/dx) - (1/v_x)(dv_x/dx)$ insgesamt viel kleiner ist als der Term $(1/n_x^0)(dn_x^0/dx)$, da die Driftgeschwindigkeit langsamer mit x variiert als die Dichte und v_x^0 von gleicher Größenordnung ist wie v_x. Somit kann die logarithmische Ableitung von n_x^0 zur Korrektur des gemessenen Dichteabfalls dienen, um S_i und damit T_e zu bestimmen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. J. Uhlenbusch und Herrn Prof. Dr. J. Hackmann für die Anregung zu dieser Arbeit, für viele hilfreiche Diskussionen und für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Frau Dr. C. Gillet, Herrn Dr. G. Ritter, Herrn Dr. S. Zakaria und allen anderen Mitarbeitern der UNITOR-Gruppe sowie den Werkstattangehörigen danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Lebenslauf

Am 28. Januar 1955 wurde ich in Düsseldorf geboren. Nach vierjähriger Volksschulzeit besuchte ich ab 1965 das städtische Humboldt-Gymnasium in Düsseldorf, wo ich im Juni 1973 die Reifeprüfung ablegte.

Im Wintersemester 1973/74 begann ich das Physikstudium an der Universität Düsseldorf. Für die Zeit von April 1974 bis zum Juni 1975 wurde ich zum Grundwehrdienst eingezogen. Im Juni 1980 erwarb ich mein Diplom.

Vom 15. Juni 1980 bis zum 31. Dezember 1981 und seit dem 1. Mai 1982 bin ich wissenschaftlicher Mitarbeiter von Prof. Dr. Uhlenbusch am Physikalischen Institut II der Universität Düsseldorf. In den Monaten Januar bis März 1982 arbeitete ich als Austauschstudent bei der Firma GTE in Waltham/Mass. (USA).

Dissertationsdruckerei F. Hansen, Luxemburger Str. 72, 5000 Köln 1, Tel. 445563